



This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

- + *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
- + *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
- + *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
- + *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at <http://books.google.com/>



Informazioni su questo libro

Si tratta della copia digitale di un libro che per generazioni è stato conservata negli scaffali di una biblioteca prima di essere digitalizzato da Google nell'ambito del progetto volto a rendere disponibili online i libri di tutto il mondo.

Ha sopravvissuto abbastanza per non essere più protetto dai diritti di copyright e diventare di pubblico dominio. Un libro di pubblico dominio è un libro che non è mai stato protetto dal copyright o i cui termini legali di copyright sono scaduti. La classificazione di un libro come di pubblico dominio può variare da paese a paese. I libri di pubblico dominio sono l'anello di congiunzione con il passato, rappresentano un patrimonio storico, culturale e di conoscenza spesso difficile da scoprire.

Commenti, note e altre annotazioni a margine presenti nel volume originale compariranno in questo file, come testimonianza del lungo viaggio percorso dal libro, dall'editore originale alla biblioteca, per giungere fino a te.

Linee guide per l'utilizzo

Google è orgoglioso di essere il partner delle biblioteche per digitalizzare i materiali di pubblico dominio e renderli universalmente disponibili. I libri di pubblico dominio appartengono al pubblico e noi ne siamo solamente i custodi. Tuttavia questo lavoro è oneroso, pertanto, per poter continuare ad offrire questo servizio abbiamo preso alcune iniziative per impedire l'utilizzo illecito da parte di soggetti commerciali, compresa l'imposizione di restrizioni sull'invio di query automatizzate.

Inoltre ti chiediamo di:

- + *Non fare un uso commerciale di questi file* Abbiamo concepito Google Ricerca Libri per l'uso da parte dei singoli utenti privati e ti chiediamo di utilizzare questi file per uso personale e non a fini commerciali.
- + *Non inviare query automatizzate* Non inviare a Google query automatizzate di alcun tipo. Se stai effettuando delle ricerche nel campo della traduzione automatica, del riconoscimento ottico dei caratteri (OCR) o in altri campi dove necessiti di utilizzare grandi quantità di testo, ti invitiamo a contattarci. Incoraggiamo l'uso dei materiali di pubblico dominio per questi scopi e potremmo esserti di aiuto.
- + *Conserva la filigrana* La "filigrana" (watermark) di Google che compare in ciascun file è essenziale per informare gli utenti su questo progetto e aiutarli a trovare materiali aggiuntivi tramite Google Ricerca Libri. Non rimuoverla.
- + *Fanne un uso legale* Indipendentemente dall'utilizzo che ne farai, ricordati che è tua responsabilità accertarti di farne un uso legale. Non dare per scontato che, poiché un libro è di pubblico dominio per gli utenti degli Stati Uniti, sia di pubblico dominio anche per gli utenti di altri paesi. I criteri che stabiliscono se un libro è protetto da copyright variano da Paese a Paese e non possiamo offrire indicazioni se un determinato uso del libro è consentito. Non dare per scontato che poiché un libro compare in Google Ricerca Libri ciò significhi che può essere utilizzato in qualsiasi modo e in qualsiasi Paese del mondo. Le sanzioni per le violazioni del copyright possono essere molto severe.

Informazioni su Google Ricerca Libri

La missione di Google è organizzare le informazioni a livello mondiale e renderle universalmente accessibili e fruibili. Google Ricerca Libri aiuta i lettori a scoprire i libri di tutto il mondo e consente ad autori ed editori di raggiungere un pubblico più ampio. Puoi effettuare una ricerca sul Web nell'intero testo di questo libro da <http://books.google.com>

IL NUOVO CIMENTO

ANNO XLV

SERIE IV. - Tomo IX.

Gennaio 1899

IL
NUOVO CIMENTO
PERIODICO

FONDATO DA

C. MATTEUCCI e R. PIRIA

CONTINUATO DA

R. FELICI

A. BATTELLI

V. VOLTERRA

ORGANO

DELLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Collaboratori per i summi:

A. BARTORELLI - E. CRESCINI - E. CASTELLI - G. ERCOLINI

G. FAÈ - G. RIZZI - A. ROVIDA - A. STEFANINI



PISA

DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI

1899

THE NEW YORK
PUBLIC LIBRARY
330073A
ASTOR LENOX AND
TILDEN FOUNDATIONS
MAY 1927 L

NOV 23 1927
NEW YORK
PUBLIC LIBRARY

INDICE

| | Pagina |
|--|--------|
| ALMANSI EMILIO. Influenza delle deformazioni elastiche sul movimento di un pendolo elastico a reversione | 260 |
| BATTELLI A. e STEFANINI A. Ricerche crioscopiche ed ebullioscopiche | 5 |
| BATTELLI A. e PANDOLFI M. Sull'illuminazione dei liquidi | 321 |
| BACCEI P. Sullo spettro di assorbimento dei gas | 177 |
| BACCEI PIETRO. Sullo spettro di assorbimento delle mescolanze gassose | 241 |
| BOCCARA V. e PANDOLFI M. Sul potere induttore specifico dei mezzi dielettromagnetici costituiti da ferro o paraffina | 254 |
| CORBINO O. M. Sui battimenti luminosi e sull'impossibilità di produrli ricorrendo al fenomeno di Zeemann | 391 |
| DINA A. Determinazione della conduttibilità termica dell'ebanite e del vetro | 461 |
| ERCOLINI G. Calore svolto nel bagnare le polveri | 110 |
| ERCOLINI G. Calore svolto nel bagnare le polveri. — Replica al Prof. T. Martini | 446 |
| FEDERICO R. Polarizzazione dell'acqua distillata | 191 |
| GAMBA P. Variazione delle proprietà elastiche del marmo imbevuto di alcune sostanze | 117 |
| GNESOTTO T. Sull'impiego del microsismografo a due componenti per lo studio | 454 |
| gi Röntgen e sulla grandezza e la den- | |
| sità dei raggi | 181 |
| azioni dell'equilibrio dei solidi elasto- | |
| statici | 97 |
| ri nelle trasmissioni di energia elettrica | |
| industriale | 354 |
| modificazioni che la luce subisce attra- | |
| verso un campo magnetico | 39 |
| relazione tra il fenomeno di Zeemann e | |
| quello di polarizzazione della luce | 384 |
| tamento dei corpi nella trasformazione | |
| dell'energia | 279 |
| mento dei raggi Röntgen dietro gli | |
| oggetti | 369 |
| | 395 |

| | Pagina |
|--|--------|
| MARTINI T. Calore svolto nel bagnare le polveri. — Risposta alla Nota del Dottor Guido Ercolini | 384 |
| MATHIAS M. Osservazioni su una memoria del Professor Battelli | 327 |
| MAZZOTTO D. Sugli armonici delle vibrazioni elettriche | 207 |
| MIOR A. Sull'assorbimento dell'idrogeno nel platino | 67 |
| ODDONE E. La misura relativa della gravità terrestre a Pavia | 394 |
| ODDONE E. Discussione sul potenziale elettrico nell'aria | 448 |
| PAPANTI L. Sull'altimetria barometrica — Brevi Note con tavole ipsometriche | 465 |
| POCHETTINO A. Sulla dissociazione dell'ipocazotide | 450 |
| RIGHI A. Di un nuovo metodo sperimentale per lo studio dell'assorbimento della luce nel campo magnetico | 295 |
| RÒITI A. Due scariche derivate da un condensatore | 142 |
| SANDRUCCI A. Ricerche sul fenomeno residuo nei tubi a rarefazione elevata | 214 |
| SEMMOLA E. Il potenziale elettrico nell'aria | 212 |
| SPADAVECCHIA G. Influenza del magnetismo sulle proprietà termoelettriche del bismuto e delle sue leghe | 432 |
| STEFANINI A. Sulla distribuzione dell'induzione magnetica attorno ad un nucleo di ferro | 417 |
| VILLARI E. Sul potere refrigerante dei gas attraversati dalle scintille elettriche e sul diffondersi del fumo nei medesimi | 77 |
| VILLARI E. Come i tubi scemano la virtù scaricatrice dei raggi X | 147 |
| VILLARI E. Su una Nota del Prof. De Heen dell'Università di Liegi dal titolo " Quelques observations sur les radiations infraelectriques et sur les expériences de M. E. Villari „ | 157 |

LIBRI NUOVI

| | |
|---|-----|
| Annuario per l'anno 1899 pubblicato dal Bureau des longitudes (Recensione di L. Puccianti) | 87 |
| Annali idrografici, pubblicati dal R. Ufficio idrografico di Genova (Recensione di R. Federico) | 89 |
| BATTELLI A. e F. Trattato pratico per misure e ricerche elettriche (Recensione del Prof. D. Mazzotto) | 221 |
| CALZAVARA V. L'industria del gaz illuminante (Recensione di M. Allegretti) | 400 |
| DCFET H. Requeil de données numeriques publié par la société française de physique-optique (Recensione di L. Puccianti) | 399 |
| FERRARIS G. Lezioni di elettrotecnica, dettate nel R. Museo industriale Italiano in Torino (Recensione di A. Stefanini) | 161 |
| FLEMING J. A. Le laboratoire d'électricité (Recensione di M. Allegretti) | 225 |
| FORMENTI C. L'alluminio (Recensione di M. Allegretti) | 160 |
| GHERSI I. Nichelatura, argentatura e doratura (Recensione di M. Allegretti) | 161 |
| GHERSI I. Ricettario industriale (Recensione di P. Baccei) | 304 |
| GHERSI I. Colorazione e decorazione dei metalli per via chimica ed elettrica (Recensione di R. Federico) | 398 |
| JANET P. Une excursion électrotechnique en suisse (Recensione di R. Federico) | 469 |
| JANET P. Premiere principes d'électricité industrielle - Piles, accumulateurs, dynamos, transformateurs - (Recensione di R. Federico) | 470 |
| LION A. Manuale di ingegneria legale per i tecnici e giuristi (Recensione di R. Federico) | 397 |
| MARCHIS L. Les modifications permanentes du verre et le déplacement du zero des thermometres (Recensione di R. Federico) | 396 |

| | Pagina |
|---|--------|
| Leduc A. — Sulla velocità del suono nell'aria secca a 0° | 309 |
| Lippmann. — Sulla produzione del moto pendolare senza perturbazione — Pendolo geodetico | 165 |
| Macaluso D. e Corbino O. M. — Sopra una nuova azione subita alla luce che attraversa certi vapori metallici in un campo magnetico | 228 |
| Macaluso D. e Corbino O. M. — Sopra una nuova azione subita dalla luce che attraversa certi vapori metallici in un campo magnetico | 307 |
| Morize H. — Sulla durata dell'emissione dei raggi di Röntgen | 227 |
| Onimus. — Nuovo apparecchio per misurare la luminosità | 230 |
| Pellat H. — Dell'energia di un campo magnetico | 226 |
| Pellat H. e Sacerdote P. — Sulla variazione delle costanti dielettriche colla temperatura | 227 |
| Righi A. — Sull'assorbimento di luce prodotto da un corpo situato in un campo magnetico | 168 |
| Sagnac G. — Meccanismo della scarica operata dai raggi X | 166 |
| Seguy G. — Modificazioni delle pressioni interne esercitate nei recipienti chiusi e vuoti e sottoposti alle influenze delle correnti elettriche | 168 |
| Tommasina T. — Sopra un curioso fenomeno di adesione delle limature metalliche sotto l'azione della corrente elettrica | 309 |
| Turpain A. — Studio comparativo del campo hertziano nell'aria e nell'acqua | 307 |
| Turpain A. — Sopra una soluzione del problema della comunicazione multipla nella telegrafia mediante l'uso delle oscillazioni elettriche | 310 |
| Villard P. — Sui raggi catodici | 167 |
| Villard P. — Sulla diffusione dei raggi catodici | 168 |
| Violle J. — Sulla velocità del suono nell'aria | 306 |
| Weyher Ch. — Esperienze che riproducono le proprietà della calamite mediante delle combinazioni vorticosi nell'aria o nell'acqua | 305 |

Journal de Physique. — 1898.

| | |
|--|-----|
| Bakker G. — Teoria dei liquidi a molecole semplici | 404 |
| Blondlot R. — Sulla misura diretta di una quantità d'elettricità in unità elettromagnetiche; applicazione alla costruzione d'un contatore assoluto d'elettricità | 404 |
| Broca A. — Sull'isolamento degli apparecchi dalle trepidazioni del suolo | 406 |
| Broca A. — Qualche proprietà delle scariche elettriche prodotte in un campo magnetico. — Assimilazione al fenomeno di Zeeman | 408 |
| Carré F. — Gas che seguono la legge di Joule | 408 |
| Charpy G. — Sugli stati d'equilibrio del sistema ternario: piombo-stagno-bismuto | 403 |
| Colardeau E. — Ricostituzione a memoria d'un campione di lunghezza. | 404 |
| D'Arsonval. — L'aria liquida | 408 |
| Demerliac R. — Ricerche sull'influenza della pressione sulla temperatura di fusione | 405 |
| Deprez M. — Un nuovo elettrodinamometro assoluto | 407 |
| Dewar J. — Sulla liquefazione dell'idrogeno e dell'elio | 401 |
| Dongier R. — Potere rotatorio del quarzo nell'infrarosso | 406 |
| Dongier R. — Metodo per controllare l'orientazione delle faccie lisce di un quarzo spesso normale all'asse | 406 |
| Houllévigne L. — Campo assiale di un rocchetto tronco-conico | 402 |
| Houllévigne L. — Sullo stato passivo del ferro e dell'acciaio | 403 |
| Houllévigne L. — Sulla presenza del carbone nel ferro elettrolitico | 403 |
| Marago M. — Contributo allo studio delle vocali per mezzo della fotografia delle fiamme manometriche | 402 |
| Marchis L. — Studio sperimentale di qualcuna delle deformaz. permanenti del vetro | 405 |

VI

| | Pagina |
|---|--------|
| Gray T. — Resistenza dielettrica dei materiali isolanti | 410 |
| Guthe K. E. — Polarizzazione e resistenza interna di pile elettrolitiche | 410 |
| Hall E. H. — Nota sulle esperienze di I. Bosi sulla resistenza degli elettroliti in movimento | 412 |
| Harris A. R. — Un analizzatore di marea | 474 |
| Laird I. R. — Sul periodo di un filo vibrante in un liquido | 234 |
| Le Conte J. N. — Un analizzatore armonico | 232 |
| Matthews C. P. — Un modo di registrare le pose fotometriche | 412 |
| Merritt. — Semplice illustrazione meccanica di energia potenziale apparente che realmente è cinetica | 284 |
| Merrit E. e Stewart O. — Proprietà elettriche dei vapori dell'arco a carboni | 408 |
| Merrit E. — Deviazione magnetica dei raggi catodici riflessi | 411 |
| Morrill J. F. — Influenza del dielettrico ambiente sulla conducibilità del filo di rame | 474 |
| Nichols E. L. e Merritt E. — Fotografia di fiamme manometriche | 284 |
| Nichols E. L. — Sulla densità del ghiaccio | 472 |
| Patterson G. W. e Guthe K. E. — Nuova determinazione dell'equivalente elettrochimico dell'argento | 412 |
| Rhoads E. — Influenza della struttura fibrosa delle lamine di ferro sui cambiamenti di lunghezza che accompagnano la loro magnetizzazione | 233 |
| Rosa E. B. e Smith A. W. — Metodo di risonanza per la misura dell'energia dissipata nei condensatori | 471 |
| Rosa E. e Smith A. — Determinazione calorimetrica dell'energia dissipata nei condensatori | 474 |
| Sanford F. e Ray L. E. — Sopra una possibile variazione di peso nelle reazioni chimiche | 412 |
| Sheldon S. e Downing G. M. — Effetto elettromagnetico di correnti elettrolitiche | 285 |
| Smith J. H. — Influenza di un corto circuito secondario sopra la scarica oscillatoria di un condensatore | 412 |
| Stevens J. S. — Applicazione del metodo interferenziale allo studio dei cambiamenti prodotti nei metalli dalla magnetizzazione | 232 |
| Stevens S. J. — Alcune esperienze sul contatto molecolare | 478 |
| Stewart O. M. — Riassunto delle proprietà dei raggi Becquerel | 91 |
| Switzer J. A. — Un metodo per registrare le curve delle correnti variabili | 233 |
| Taylor S. N. — Confronto della f. e. m. della pila Clark con quella al cadmio | 409 |
| Thiessen A. H. — Isteresi del ferro e dell'acciaio alle ordinarie temperature e alla temperatura dell'anidride carbonica solida | 474 |
| Wills A. P. — Sulla suscettibilità delle sostanze diamagnetiche e debolmente magnetiche | 90 |
| Wood W. R. — Moto orbitale d'una sfera d'acciaio intorno ad un polo magnetico | 234 |

Archives des Sciences Phys. et nat. — 1899.

| | |
|---|-----|
| Battelli F. — Studio sugli elettrodi di D'Arsonval e di Du Bois-Reymond | 477 |
| De La Rive L. — Propagazione di un allungamento graduale e continuo in un filo elastico | 476 |
| Dufour H. — Sull'interruttore elettrolitico di Wehnelt | 477 |
| Guye A. e Babel A. — Potere rotatorio e isomeria di posizione | 475 |
| Perrot F. L. — Termo-elettricità cristallina | 476 |
| Spring W. — Sulla causa dell'assenza di colorazione in alcune acque limpide naturali | 475 |

| | Pagina |
|---|--------|
| Voigt W. — Contributi alla rappresentazione geometrica delle proprietà fisiche dei cristalli | 482 |
| Waitz K. — Su una differenza di comportamento fra la vibrazione elettrica e la magnetica nelle onde di Hertz | 479 |
| Warburg E. — Su l'elettrizzazione dell'aria per mezzo dell'elettricità dispersa dalle punte | 484 |
| Weber H. F. — Come si possa tener conto della forma delle curve di tensione e di intensità, nelle misure di capacità eseguite per mezzo di correnti alternative | 482 |
| Wiedeburg O. — Sopra un fondamento fisico della dottrina dell'evoluzione | 94 |
| Wiedemann E. — Relazioni fra la luce positiva e lo spazio oscuro, che precede il catodo | 479 |
| Wiedemann E. — Influenza mutua delle singole parti di un medesimo catodo | 480 |
| Wien M. — Su l'impiego dell'elettrodinamometro in un circuito derivato | 483 |
| Winkelmann A. — Su la variazione che subisce il coefficiente di elasticità del platino al crescere della temperatura | 93 |

Philosophical Magazine. — 1898-99.

| | |
|--|-----|
| Ayrton W. E. e Mather T. — Galvanometri | 173 |
| Barus C. — La fusione acqua del vetro, e la sua relazione con la pressione e con la temperatura | 319 |
| Campbell Swinton A. A. — Sulla circolazione della materia gassosa residua nei tubi Crookes — Alcune altre esperienze sulla circolazione della materia gassosa residua nei tubi di Crookes | 173 |
| Campbell A. — I flussi magnetici nei galvanometri e in altri apparecchi elettrici. | 314 |
| Chapman D. L. — Velocità dell'esplosione nei gas. | 319 |
| Coker E. G. — Strumenti per misurare piccole deformazioni di sbarre sottoposte a torsione | 311 |
| Cook E. H. — Esperienze con la scarica silenziosa. | 316 |
| Collendar H. L. — Note sulla platino-termometria | 485 |
| Donnan F. G. — Teoria dell'effetto Hall in un elettrolito binario | 237 |
| Dr. van Rijckevorsel — Sull'analogia di alcune irregolarità nella distribuzione annua dei fenomeni magnetici e meteorologici | 317 |
| Fawcett F. B. — Sullo resistenze campione grandissime | 240 |
| Gill J. L. W. — Sulla distribuzione dell'induzione magnetica nelle sbarre diritte di ferro | 238 |
| Griffiths A. — Convezione diffusiva | 237 |
| Henry J. — Sulla deviazione della scarica elettrica nei gas prodotta da una forza magnetica | 286 |
| Jackson H. — Sulla fosforescenza | 174 |
| Lodge O. — Sulla questione di una velocità assoluta e sulla funzione meccanica di un etere, con alcune osservazioni sulla pressione delle radiazioni | 174 |
| Lord Kelvin. — Continuità nella teoria ondulatoria delle onde di condensazione e rarefazione nei gas, nei liquidi e nei solidi, delle onde di distorsione nei solidi, delle onde elettriche in tutte le sostanze capaci di trasmetterle, e del calor raggianti, della luce visibile e della luce ultravioletta | 239 |
| Lord Kelvin. — L'età della terra come corpo adatto alla vita | 317 |
| Lord Kelvin. — Sulla riflessione e la refrazione di onde piane solitarie, alla separazione di due mezzi isotropi elastici, fluidi, solidi o eteri | 485 |
| Lord Rayleigh — Sui sistemi isoperiodici | 314 |
| Lord Rayleigh. — Sul teorema di J. Bernouilli sulle probabilità | 485 |

che si debbono portare alla temperatura direttamente osservata, il Raoult, rendendo trascurabile la differenza fra la temperatura di convergenza del bagno crioscopico e la temperatura di congelazione, ha potuto fare a meno di applicare molte di quelle correzioni.

Stralciamo senz'altro dal lavoro presentato il 30 Aprile 1898 all'Istituto Lombardo la parte che si riferisce alle misure crioscopiche, e prendiamo occasione per pubblicare insieme le ricerche che facemmo sulla ebullioscopia.

Ricerche crioscopiche.

2. Già sulla fine del secolo scorso era noto pei lavori di Blagden, che il punto di congelazione dell'acqua, che tenga in soluzione una sostanza qualunque, dipende dal peso della sostanza disciolta, e le diverse condizioni che il fenomeno presenta furon poi studiate da Despretz, da Dufour, ecc.; ma la crioscopia vera e propria, come adesso è intesa, data veramente dai lavori del De Coppet ¹⁾ e del Raoult ²⁾. Fu tenendo conto dell'influenza che esercita la concentrazione, che essi introdussero la nozione di *abbassamento molecolare* del punto di congelamento, della cui determinazione sperimentale dobbiamo occuparci.

Per misurare la temperatura di congelazione di un liquido, il procedimento teorico generale non differisce da quello che ordinariamente si adopera tanto per determinare la temperatura alla quale avviene la fusione della sostanza precedentemente solidificata, quanto per determinare quella di solidificazione.

Ciò quando si tratta di liquidi puri omogenei, come ad es. l'acqua, il benzene, l'acido formico ecc. Ma per le soluzioni, quando sieno raffreddate, si presenta una soprafusione, che si può far cessare gettandovi un pezzetto di ghiaccio. E fu osservato da Despretz che quando la soprafusione cessa, la temperatura aumenta rapidamente, per divenir poi stazionaria ed assumere costantemente uno stesso valore, per

1) Ann. de Chim. et de Phys. (4), vol. 25, p. 502 e vol. 26, p. 95, 1872.

2) Ann. de Chim. et de Phys. (6), vol. 2, p. 93, 1884.

sia l'abbassamento di temperatura subito la soluzione.
 ite, che si ha al cessare della
 prende per *punto di congela-*

lla precisione che è necessaria,
 re quanto più diluita è la solu-
 dedurre l'*abbassamento mole-*
 ddare comunque la soluzione, ed
 ciò che accade quando l'am-
 di ghiaccio dà al recipiente il
 re la temperatura finale di equi-
 gna tener conto di molte cautele
 bono portarsi alla lettura termo-
 rezioni che ora esporremo sin-

correzioni.

congelazione differisce da quella
 ccade al cessare della soprafu-
 ssai diversa; onde alla lettura
 re delle correzioni che dipen-

e fra la soluzione e l'ambiente

zione, necessaria per mantenere
 ta la massa, comunica al liquido;
 assorbito dal ghiaccio che si
 luzione;
 ossono determinare nella tempe-
 ne;
 icentrazione della soluzione, per
 lidificazione del solvente);
 a usata per la soluzione;
 tura termometrica.

a esercitino queste diverse cause.

a) Scambio di calore fra la soluzione e l'ambiente esterno. — Ammettendo che anche nel caso che noi studiamo sia valida la legge di Newton, se indichiamo con θ la temperatura dell'ambiente in cui la soluzione è posta, e con t la temperatura che essa soluzione ha al tempo τ , si avrà, per la velocità con la quale varia questa temperatura t , la relazione

$$(1) \quad \left(\frac{dt}{d\tau}\right)_a = C(\theta - t)^{1)}.$$

La costante C , che rappresenta la velocità con la quale varia la temperatura della soluzione quando la sua temperatura differisca di 1°C. da quella dell'ambiente, è proporzionale inversamente alla massa e al calore specifico, e direttamente alla superficie totale del liquido.

L'influenza della correzione dovuta a questa causa si farà sentire tanto più, quanto più piccola sarà la massa della soluzione adoperata, e quanto meno difeso dal raggiamiento esterno sarà il termometro.

In alcuni apparecchi crioscopici (ad es. in quelli di Lewis, di Jones), la soluzione non è difesa dall'irraggiamento nella sua parte superiore per mezzo del miscuglio frigorifico, che è posto soltanto lateralmente. Allora, mentre si raffredda dalla parte inferiore, il recipiente si riscalda dalla superiore; e si otterrà una temperatura t' di equilibrio, che sarà più alta di quella del refrigerante, e sarà caratteristica di ciascun apparecchio.

b) Riscaldamento dovuto all'agitazione. — Se il liquido è agitato in modo irregolare, riesce impossibile valutare il riscaldamento che ne consegue; ma se l'agitatore è mantenuto in moto uniforme, si può ritenere che la quantità di calore che viene comunicata al liquido sia uguale in tempi uguali; onde la velocità con la quale per questo motivo varia la temperatura del liquido sarà costante, e si potrà porre

$$(2) \quad \left(\frac{dt}{d\tau}\right)_b = K,$$

1) La lettera posta in basso, fuori della parentesi, significa che nel calcolo di $\frac{dt}{d\tau}$ si tien conto della causa indicata con la medesima lettera nel § precedente.

ove K è una costante, che sarà inversamente proporzionale alla massa e al calore specifico del liquido.

Se non vi fossero altre cause da considerare, l'effetto complessivo di queste prime due sarebbe rappresentato dall'equazione

$$(3) \quad \left(\frac{dt}{d\tau}\right)_{a,b} = \left(\frac{dt}{d\tau}\right)_a + \left(\frac{dt}{d\tau}\right)_b = C(\theta - t) + K.$$

Con tale equazione noi veniamo a definire quella che si chiama *temperatura di convergenza*, cioè quel valore t_0 , della temperatura t che compare nella (3), al quale la soluzione tenderebbe, se non vi fosse da tener conto della correzione c) di cui diremo tra poco; cioè, se nella soluzione stessa non si avesse né formazione, né fusione di ghiaccio. È evidente che questa temperatura t_0 sarà quella che si avrà facendo $\frac{dt}{d\tau} = 0$ nella (3); cioè, quella per cui

$$C(\theta - t_0) + K = 0.$$

Ora, da questa uguaglianza si ottiene

$$\theta = t_0 - \frac{K}{C},$$

e portando il valore di θ nella (3) si ha

$$\left(\frac{dt}{d\tau}\right)_{a,b} = C\left(t_0 - \frac{K}{C} - t\right) + K,$$

ossia

$$(4) \quad \left(\frac{dt}{d\tau}\right)_{a,b} = C(T_0 - t).$$

Questa equazione, integrata, ci dà

$$(5) \quad C(\tau_2 - \tau_1) = \log_e \frac{t_0 - t_1}{t_0 - t_2},$$

che potrà servire a determinare sperimentalmente il valore di C .

Le condizioni migliori si raggiungeranno, allorché l'agitazione sarà ridotta al minimo.

c) Calore ceduto o assorbito dal ghiaccio. — La valutazione esatta della correzione dovuta a questa causa è più dif-

ficile ad eseguirsi, perchè mancano dati sicuri sulla velocità con la quale il ghiaccio si forma o si scioglie in seno alle soluzioni. Onde studiare questa causa, occorre peraltro scindere il caso in cui il ghiaccio fonde, da quello in cui esso si forma in seno alla soluzione.

c₁) Nel caso della fusione del ghiaccio, Nernst e Abegg ¹⁾ ammettono che la velocità con la quale il ghiaccio si scioglie, a parità di altre condizioni, sia proporzionale alla differenza fra la temperatura di congelazione vera T_0 e la temperatura attuale t della soluzione, e a conferma di ciò citano alcune ricerche del Boguski ²⁾ sulle soluzioni dei metalli negli acidi; onde essi pongono

$$(6) \quad \left(\frac{dt}{d\tau}\right)_{c_1} = C_1 (T_0 - t).$$

La costante C_1 sarà direttamente proporzionale alla superficie totale del ghiaccio o del solvente solidificato, che è presente nel liquido al tempo τ , e al suo calore di fusione.

Ma veramente nè le esperienze del Boguski, nè quelle dello Spring ³⁾, che studiò lo stesso problema più recentemente, potrebbero autorizzare a far uso di un'equazione così semplice, quale la (6), per rappresentare la velocità di fusione del ghiaccio; onde ci sembra più accettabile l'altra equazione proposta dal Wildermann ⁴⁾ e da esso verificata con molta approssimazione studiando la fusione di cubi di ghiaccio posti nell'acqua o in soluzioni diversamente concentrate, cioè:

$$\left(\frac{dt}{d\tau}\right)_{c_1} = K_1 (T_0 - t) [(T_0 - t_s) - (t_l - t)],$$

nella quale t_s rappresenta la temperatura a cui il liquido era sopraraffreddato al di sotto della temperatura T_0 , e t_l è la temperatura del liquido con il quale il ghiaccio che si separa dal liquido sopraraffreddato viene a contatto.

Ma $t_l - t$ è sempre molto piccolo; onde si può benissimo trascurare, e porre:

1) Zeits. f. phys. Chem. 15, p. 682, 1894.

2) Ber. d. Dent. Chem. Gesell. 9, p. 1646, 1876.

3) Zeits. f. phys. Chem. 1, p. 209, 1887.

4) Phil. Mag. (5), 44, p. 459, 1897.

Non sarà quindi inopportuno agitare la soluzione anche nel senso verticale; tanto più che l'agitazione verticale è necessaria per impedire la disuguaglianza della temperatura nei vari strati del solvente.

E per la stessa ragione in taluni casi bisognerà, durante l'esecuzione della misura, tener conto della pressione atmosferica, per apportare nel risultato la correzione relativa.

e) Variazioni della concentrazione. — La concentrazione della soluzione può indicarsi o in grammi molecola per 1000 grammi di solvente, o in grammo molecola per litro; cioè, o a peso, o a volume. Il primo modo è quello usato da Raoult, Tammann, Beckmann; l'altro da Arrhenius.

Ma si adotti l'uno o l'altro modo, è evidente che, quando si voglia valutare l'abbassamento molecolare, quello che occorre conoscere è la concentrazione, non già della soluzione che si è introdotta nella provetta crioscopica, ma quella che la soluzione ha al momento in cui si legge la temperatura di congelazione. E per la separazione di ghiaccio che sempre si presenta, è chiaro che tal concentrazione verrà a cambiare.

f) Influenza della natura del solvente. — Quando si studiano delle soluzioni molto diluite è di grande importanza assicurarsi della purezza del solvente. Come pure deve tenersi conto delle variazioni che sui risultati può produrre l'aria disciolta nel liquido. Le esperienze del Ponsot ¹⁾ ci mostrano infatti che il punto di congelazione delle soluzioni di NaCl è più basso per le soluzioni fatte in acqua aerata, che per quelle fatte nell'acqua appena ottenuta dalla distillazione. Cioè, l'aria sciolta nell'acqua aumenta il coefficiente d'abbassamento del sale disciolto.

Potranno dunque convenire cure speciali, perchè l'acqua sia disaerata ²⁾.

1) *Recherches sur la congélation des solutions aqueuses étendues*, Paris, Gauthier-Villars, 1896; *Ann. de Chim. et de Phys.* (7), vol. 10, pag. 79, 1897.

2) Tale precauzione invece riesce inutile secondo Raoult (*Zeits. f. ph. Chemie*, 27, p. 651, 1898), perchè nel tempo che dura un'esperienza l'acqua assorbe quasi tutta l'aria che può tenere disciolta, e cotale soluzione, rapida dapprincipio, si fa molto lenta dopo circa due ore.

g) Esattezza della lettura termometrica. — Dovendosi tener conto, nella misura delle temperature, anche dei millesimi di grado, si comprende quanto grandi dovranno essere le cure e le precauzioni nell'eseguirle.

Perciò non solo si dovrà evitare ogni errore nella determinazione dello zero della scala, e nella rettificazione delle divisioni, ma si dovrà pure fare esattissimo calcolo della correzione per la colonna sporgente e per la pressione esterna, come pure si dovrà calcolare o rendere praticamente nullo l'errore dovuto alla capillarità.

Una influenza non trascurabile può avere sull'esattezza della misura anche il ritardo del termometro, perchè se si osserva la temperatura della soluzione con un termometro poco sensibile, si vede a un dato momento la colonna di mercurio rimaner fissa per un certo tempo, ma se si adopera un termometro via via più sensibile, questo tempo diminuisce fino a diventare brevissimo; quindi può darsi che lo strumento non raggiunga, per causa del ritardo, la temperatura massima a cui arriva la soluzione. Bisognerà adunque cercare di tener conto, o di rendere piccolissimo, anche siffatto errore.

Infine, sarà utile evitare che avvenga raggiamento di calore fra il bulbo del termometro e le pareti del recipiente.

Modo di tener conto delle diverse cause d'errore.

4. Esaminate così le varie cause che influiscono sull'esattezza della determinazione della temperatura di congelamento, vediamo in qual modo se ne dovrà tener conto, perchè i risultati di una determinazione crioscopica sieno attendibili. E per continuare l'ordine sopra seguito, vediamo da prima come si deve tener conto dei *fenomeni termici propriamente detti*, cioè, cominciamo con lo

Studio delle cause a), b), c). — Dovremo, per maggior chiarezza, separare il caso in cui si tratti di una determinazione sola di un punto di congelamento, da quello in cui si studi come varia la depressione di quella temperatura in soluzioni diversamente concentrate.

A. Determinazione di un punto di congelamento.

5. La differenza che passa fra le formule (7) e (8) rende necessario studiare separatamente le due condizioni c_1) e c_2) cui esse si riferiscono.

1. *Sia il caso in cui si fonde del ghiaccio, o del solvente solidificato.* — Allora, poichè si può applicare il principio della sovrapposizione degli effetti dovuti a cause diverse, la velocità con la quale varia la temperatura della soluzione per le cause $a)$, $b)$, $c)$, sarà

$$\frac{dt}{d\tau} = C(\theta - t) + K + K_1(T_0 - t)(T_0 - t_s);$$

ossia, per le (3) e (4)

$$(9) \quad \frac{dt}{d\tau} = C(t_0 - t) + K_1(T_0 - t)(T_0 - t_s).$$

Ora vi sarà certamente un valore della temperatura t , che chiameremo t' , pel quale si avrà l'equilibrio fra il calore ceduto e quello acquistato nello stesso tempo dalla soluzione, per l'azione simultanea delle cause ora considerate. Per quella temperatura dovrà quindi aversi $\left(\frac{dt}{d\tau}\right)_{t'} = 0$; ossia, per la (9),

$$(10) \quad C(t_0 - t') + K_1(T_0 - t_s)(T_0 - t') = 0.$$

Per quel che abbiamo visto più sopra (pag. 11), in questa equazione (10) si può mettere $K_1(T_0 - t_s) = K_2$, e quindi essa si può scrivere:

$$(10') \quad t' = T_0 + \frac{C}{K_2}(t_0 - t').$$

Da questa si ricava finalmente

$$(11) \quad t' = \frac{T_0 + \frac{C}{K_2} t_0}{1 + \frac{C}{K_2}}.$$

È da notare che quest'ultima equazione vale pel caso in cui la temperatura di convergenza t_0 sia superiore alla temperatura di congelazione T_0 . Essa ci dice che in tal caso la temperatura a cui si fermerà il termometro differirà dal valore della

zione di temperatura della soluzione crioscopica procederebbe con la maggior lentezza se non si avesse in seno alla provetta nè formazione, nè fusione di solvente solido. Per questa ragione un bagno d'aria sarebbe preferibile ad un bagno liquido; perchè in un bagno liquido il valore di C può divenire fino a 20 volte maggiore che per un bagno d'aria.

γ) Il ghiaccio, che si forma entro la soluzione, è vantaggioso che abbia la superficie più grande possibile; perchè a questa superficie è proporzionale il valore di K_s , che la (11) ci dice esser conveniente sia resa più grande che si può.

Converrà dunque che il raffreddamento che si fa subire alla soluzione prima della deposizione del ghiaccio sia relativamente grande, e converrà procurare che il ghiaccio si separi in forma di aghetti, fini più che è possibile. Ora, quest'ultimo effetto si potrà ottenere se la temperatura del bagno refrigerante nel quale il ghiaccio vien sopraraffreddato non è troppo bassa; altrimenti si formerebbe in grossi pezzi. L'agitazione del liquido potrà favorire la formazione di piccoli aghetti, e impedire che il ghiaccio aderisca in lamine sulle pareti, sul fondo del recipiente e sopra il bulbo del termometro.

Resulta da tutto ciò, che saranno dunque difettosi i metodi nei quali, al momento in cui si determina il punto di congelamento, quasi tutto il ghiaccio nel liquido crioscopico sia fuso; perchè sarà per tal modo assai piccolo il valore di K_s .

II. Esaminiamo ora il caso in cui *entro la soluzione viene formandosi del ghiaccio*. — La differenza dal caso precedente consiste nel dover sostituire, nelle nostre considerazioni, la formula (8) alla (7).

L'equilibrio sarà ora raggiunto per quella temperatura t' per la quale si abbia:

$$(12) \quad \frac{dt}{d\tau} = C(t_0 - t') + C_1(T_0 - t')(t' - t_s) = 0.$$

L'equazione che così abbiamo ottenuta è di 2° grado rispetto a t' , e ponendo $\frac{C}{C_1} = a$, ricaviamo per t' il valore

$$(13) \quad 2t' = T_0 + t_s - a \pm \sqrt{(a - t_s - T_0)^2 - 4(T_0 t_s - a t_0)}.$$

Ma per la discussione che c' interessa, non è necessario ricorrere a questa forma così complicata; bensì si può far uso dell'altra, che si ricava dalla (12):

$$(14) \quad t' = T_0 + \frac{C}{C_1} \frac{(t_0 - t')}{(t' - t_s)},$$

che, pur non essendo risolta rispetto a t' , servirà a darci le indicazioni necessarie allo scopo.

E risulta anche qui che, non potendo fare nè

$$t_0 - t' = 0,$$

nè

$$t' - t_s = \infty,$$

per render t' il meno possibile diverso da T_0 dovremo:

- 1) render $t_0 - t'$ più piccolo che si può;
- 2) adoperare la maggior quantità possibile di soluzione, onde C assuma il valore minimo possibile;
- 3) far in modo che il ghiaccio che si forma abbia la massima superficie, perchè C_1 acquisti il maggior valore.

Si vede che queste condizioni sono le stesse di quelle ottenute nel caso I; non occorre quindi insistervi ulteriormente.

Dobbiamo però far notare un vantaggio che questo caso presenta sul precedente. Essendo ora la temperatura di convergenza inferiore a quella di congelazione, la temperatura di congelazione apparente t' sarà inferiore a quella vera T_0 . Il ghiaccio che si forma, non potendo fondere che ad una temperatura superiore a T_0 , potrà dunque assumere, per conduzione, la temperatura del liquido. Non si rende quindi necessario, in questo caso, di evitare la formazione di un involucro di ghiaccio sul bulbo del termometro.

B. Determinazione del punto di congelamento in soluzioni diversamente concentrate.

6. 1. *Caso in cui si fonde del solvente solido.* — Per determinare la depressione che una sostanza disciolta produce sul punto di congelazione di un solvente, è necessario far due misure: una per il punto di congelazione del solvente, l'altra per quello della soluzione.

Le formule che valgono nei due casi sono le stesse; e son quelle di cui ci siamo serviti per le discussioni precedenti; ma è da avvertire che in esse le costanti C e K_2 , e i valori delle temperature d'equilibrio, di convergenza e di congelazione sono diversi per il solvente puro e per la soluzione.

Cioè, dalla (11) si avrà: pel solvente puro

$$(15) \quad t' = \frac{T_0 + \frac{C}{K_2} t_0}{1 + \frac{C}{K_2}} = \frac{T_0}{a} + \left(1 - \frac{1}{a}\right) t_0,$$

e per la soluzione:

$$(16) \quad t'' = \frac{T'_0 + \frac{C'}{K'_2} t'_0}{1 + \frac{C'}{K'_2}} = \frac{T'_0}{a'} + \left(1 - \frac{1}{a'}\right) t'_0,$$

avendo posto:

$$(17) \quad 1 + \frac{C}{K_2} = a \quad 1 + \frac{C'}{K'_2} = a'.$$

Per la *depressione apparente* del punto di congelamento avremo quindi

$$(18) \quad t' - t'' = \frac{T_0}{a} - \frac{T'_0}{a'} + t_0 - t'_0 + \frac{t'_0}{a'} - \frac{t_0}{a}.$$

Risulta evidente che ciò che interessa di ottenere adesso, è che possa rendersi più piccola che è possibile la differenza fra a ed a' , e fra t_0 e t'_0 . Vediamo entro quali limiti ciò potrà effettuarsi.

α) La differenza $a - a'$ che è uguale a $\frac{C}{K_2} - \frac{C'}{K'_2}$, diverrebbe uguale a zero quando fosse verificata la condizione:

$$\frac{C}{C'} = \frac{K_2}{K'_2}.$$

Ma si deve osservare che può rendersi molto piccola quando C differisca pochissimo da C' , e K_2 pochissimo da K'_2 .

algebriche che conducono al risultato finale, basterà dire che, seguendo un metodo perfettamente simile al precedente, quando le condizioni sperimentali permettano di ritenere $C = C'$ e $C_1 = C'_1$, $t' - t_s = t'' - t'_s$, $T_0 - t_s = T'_0 - t'_s$, dalla (14) si ottiene la relazione

$$(20) \quad t' - t'' = T_0 - T'_0 + \frac{C}{C_1} \frac{t_0 - t'_0}{T_0 - t_s}.$$

Questa ci mostra che, per valutare l'errore commesso in una misura di tal genere, bisognerebbe conoscere i valori C e C_1 e quelli di $t_0 - t'_0$ e di $T_0 - t_s$.

Le condizioni migliori sono anche qui le stesse che si sono trovate nel caso I; e anche qui continua ad aversi il vantaggio, che non è necessario evitare la formazione dell'involucro di ghiaccio sul bulbo termometrico.

7. Studio delle cause d , e , f , g . — Esaurito lo studio delle variazioni dovute alle prime tre cause considerate nel § 3, vediamo ora l'azione delle rimanenti.

d) Pressione atmosferica. — L'influenza della pressione sulla temperatura di congelazione è data dalla nota formula di James Thomson

$$\frac{dt}{dp} = \frac{1}{E} \frac{T}{L} (v' - v),$$

dove dt rappresenta la variazione della temperatura dovuta al cambiamento dp della pressione; T la temperatura assoluta della congelazione, L il calore di fusione, e v' e v i volumi specifici allo stato liquido e allo stato solido.

Ma bisogna pur avvertire che le variazioni che per effetto della pressione si osservano nella temperatura di congelazione, sono talora per la massima parte da attribuire all'influenza della pressione sul bulbo del termometro.

Così per es. il Lewis ¹⁾ trovò i seguenti valori per il punto di congelazione dell'acqua determinato a pressioni diverse.

1) Zeits. f. phys. Chem. 15, p. 365, 1894.

| punto di cong. | Diff. |
|----------------|---------|
| 4855 | |
| 4819 | 0°,0032 |
| 4832 | |
| 4848 | 0,0016 |
| 4830 | |
| 4865 | 0,0026 |

lazione nella colonna barometrica di 0°,0003. Loomis ¹⁾ trova

la quelli che teoricamente sale del punto di congelazione con fatto della pressione si fa rito, che cambia di volume con la relativa correzione si par-

soluzione. — Per valutare l'impedimento alla separazione del ghiaccio nella soluzione di congelamento, si osservi che la temperatura termometrica, la soluzione era di n gradi al di sotto di quel punto, si di n gradi prima di raggiungerlo. Ora, il calore a ciò necessario dall'agitazione del liquido, ma il calore di fusione del soluto, la soluzione si sarà dunque di n gradi, e la concentrazione della soluzione si osserva l'abbassamento del punto di congelamento di $\frac{100}{100 - \frac{100n}{80}}$ volte maggiore di quella stessa prima che in parte si

Bisognerà dunque, nei calcoli della depressione molecolare, adoprare per la concentrazione della soluzione il valore così corretto; e il più delle volte questa correzione può esser sufficiente. Ma, quando sia possibile, non sarà inopportuno asportare dalla provetta crioscopica, appena eseguita la lettura del punto di congelazione, una porzione di soluzione (con una pipetta affilata, già raffreddata alla temperatura del bagno crioscopico) e determinare su questa porzione la concentrazione in modo diretto (analisi quantitativa) o indiretto (potere rotatorio ecc.), secondo i casi.

Si può anche osservare che, quando $t_0 - t' = \pm 0^{\circ},4$, la velocità del riscaldamento o del raffreddamento è circa $0^{\circ},0012$ al minuto; perciò in 15 minuti la quantità di ghiaccio che si forma o che si scioglie è circa $18/1000$, e la concentrazione della soluzione varia del 0,025 per % ogni 15 minuti.

È stato tuttavia notato dal Ponsot ¹⁾ che quando l'irraggiamento è piccolissimo (soprafusione di -1° , abbassamento non superiore a -2°) la concentrazione della soluzione resta costante per circa mezz'ora dopo lo stabilimento della temperatura massima fissa.

f) Natura del solvente. — L'influenza che può avere la mancanza di purezza del solvente è grandissima; ma è fuor di luogo insistere su questo punto, perchè è supponibile che ogni sperimentatore prenda, senza alcun dubbio, ogni precauzione per assicurarsi della purezza del solvente che adopera.

D'altronde, usando l'acqua come solvente, le tracce di impurità — che quasi sempre contiene — può ammettersi con buon fondamento che producano lo stesso effetto (additivo) sul punto di congelazione dell'acqua, e su quello delle soluzioni.

Sarà tuttavia opportuno, specialmente quando si tratti di confronti da istituire fra risultati ottenuti per soluzioni diluitissime, assicurarsi del grado di purezza dell'acqua, per es. determinandone la conduttività specifica, che per l'acqua purissima dovrebbe essere $0,04 \times 10^{-10}$ a 18° C. ²⁾.

1) l. c.

2) Kohlrausch e Heydweiller; Berl. Ber. 16, p. 295, 1894.

Quanto all' influenza dell' aria disciolta, Ponsòt trovò che per soluzioni di NaCl il punto di congelazione può divenire, usando acqua aerata, di 1,2 mezzi millesimi di grado inferiore a quello, che si ha per l'acqua distillata due volte e mantenuta a 7° C. circa per 3 ore.

Dalle nostre esperienze risulta che la differenza tra il punto di congelamento dell' acqua pura e assolutamente priva d'aria (ottenuta nel modo che indicheremo in seguito), e quello dell' acqua pura satura d'aria raggiunge $1,7/1000$ di grado; tale differenza per una soluzione di zucchero contenente 0,04 grammia molecola per litro, è di $1,0/1000$ di grado.

g) *Campionamento e lettura del termometro.* — La prima cura dovrà essere rivolta alla determinazione dello zero, e al valore, in gradi, delle successive divisioni. Come è noto, ¹⁾ per determinare lo zero non si può adoperare ghiaccio ottenuto dall'acqua distillata, se si vuol assicurare il millesimo di grado; conviene che l'acqua sia anche privata di aria. Inoltre trattandosi di termometri a grande bulbo, nel fare il calcolo della posizione dello zero, bisogna tener conto della pressione esterna e della pressione interna esercitata sul bulbo stesso. E dopo aver fatta la determinazione, bisogna guardarsi dal tenere lo strumento esposto lungamente a temperatura superiore ai 10 o 15 gradi, prima di usarlo per la soluzione; poichè lo zero può rimanere spostato, per tal fatto, di più di $1/1000$ di grado.

Abegg ²⁾ richiama l'attenzione anche su un'altra possibile causa di spostamento dello zero; e cioè, dal serbatoio superiore che trovasi ordinariamente in questi termometri sensibilissimi, può distillare un po' di mercurio nel tubo capillare. Ma è evidente che seguendo le cautele, che noi testè abbiamo indicate, una siffatta causa d'errore viene del tutto evitata.

Per completare poi il campionamento del termometro, non può bastare l' eseguire con tutta cura la calibrazione del can-

1 con ogni esattezza anche un
, per confronto con un ottimo

Allorchè lo strumento viene adoperato per determinare la temperatura di congelazione della soluzione, bisogna apportare alla lettura diretta le correzioni per la pressione capillare, per la pressione spettante all'altezza della colonna nell'interno del bulbo, e per quella esercitata dalla soluzione all'esterno, giovandosi dei coefficienti a tal uopo determinati; poichè in cotali termometri queste correzioni possono ammontare a qualche millesimo di grado. Per vero si può eliminare praticamente l'errore della capillarità, battendo abbastanza spesso — specialmente poco prima della lettura — leggeri colpi sul termometro; ma non si potranno trascurare a priori gli altri due errori, specialmente se il termometro è diviso almeno in centesimi di grado.

La correzione più importante poi è quella che si riferisce alla colonna emergente. Per quanto essa venga eseguita con cura, presenta sempre una qualche incertezza; ed è quindi preferibile eliminarla, portando anche la colonna a temperatura uguale o vicinissima a quella della soluzione.

Così pure sarà utile evitare raggiamento di calore fra il bulbo del termometro e le pareti del vaso, circondando il bulbo stesso con una guaina, la quale però non impedisca il perfetto rimescolamento della soluzione.

Finalmente in misure di tanta precisione, bisogna guardarsi dall'errore di parallasse nella lettura. A tal uopo sarà opportuno eseguire per ogni temperatura due letture, facendo ruotare il termometro di 180° attorno al proprio asse.

L'enumerazione di queste cautele mostra quanto sia difficile ottenere un'esatta indicazione da termometri a mercurio tanto sensibili. Noi le abbiamo esposte per ordine, anche perchè ci riesca più facile poi il mettere in evidenza se i vari sperimentatori si siano più o meno attenuti ad esse.

Determinazione delle costanti.

8. Per tener conto conveniente delle correzioni dovute alle cause a , b , c , sopra studiate, è necessario poter determinare i valori di alcune costanti che compariscono nelle nostre formule.

e i modi che possono ser-

(velocità della variazione
nto) e della temperatura
) (5) è quella che deve

$$\frac{t_1 - t_2}{t_1 - t_0}$$

enza, t_1 e t_2 sono le tem-

re prima t_0 . Ora la (21) ci

$$- \log (t_1 - t_2) ,$$

$$- \log (t_0 - t_2) ;$$

$$\frac{r_2 - r_1}{r_2 - r_0} ,$$

st'ultima equazione il va-
erature a tali intervalli

allora, risolvendo l'equa-

•

$$t_0$$

t_0 studiando il raffredda-
temperatura della stanza
niva agitata entro il bagno
quando si determinava il

tta in questa guisa, si può

) si ha $t = t_0$ per $dt = 0$.

a di assi ortogonali, le dt
la linea che si ottiene

taglia l'asse delle ascisse nel punto corrispondente alla temperatura di convergenza. Bisogna però far le osservazioni per temperature assai vicine a t_0 .

Poichè la temperatura di convergenza dipende dal riscaldamento prodotto dall'agitatore, questo dovrà esser tenuto in moto regolare, ed uguale a quello che servirà nelle misure di T_0 . Per gli apparecchi poi, nei quali per difetto dell'agitatore si mescola dell'aria al liquido crioscopico, o nei quali esso non è assolutamente difeso dall'irraggiamento da tutte le parti, sul valore di t_0 ha influenza sensibile anche la temperatura della stanza.

Determinato t_0 o con la (23), o col metodo grafico ora detto, è ben facile trovare, mediante la (21), il valore di C . Crediamo perfettamente inutile insistere su questo punto.

β). Determinazione di K_2 . — Serve a questo scopo la (10), che [rammentando che abbiamo posto $K_2 = K_1 (T_0 - t_s)$] ci dà

$$(24) \quad t' - T_0 = \frac{C}{K_2} (t_0 - t') .$$

In quest'equazione C e t_0 si possono ritenere note, perchè si trovano per mezzo delle indicazioni precedenti; ma oltre l'incognita K_2 vi è anche l'altra incognita T_0 . Facendo però per una medesima soluzione due determinazioni, con bagni refrigeranti a temperature diverse, si hanno due equazioni, cioè la (24) ora trovata e l'altra simile:

$$(25) \quad t'' - T_0 = \frac{C}{K_2} (t'_0 - t'') ;$$

e da queste due si ricava,

$$(26) \quad K_2 = \frac{C[(t_0 - t') - (t'_0 - t'')]}{t' - t''} .$$

Come si vede, per trovare K_2 , occorre determinare le due temperature di convergenza t_0 e t'_0 e la costante C .

γ). Determinazione di C_1 . — Se si fanno due determinazioni successive sopra una medesima soluzione, adoperando due

diverse temperature del bagno refrigerante, con un procedimento analogo al precedente, si hanno dalla (14) le due formole

$$t' - T_0 = \frac{C}{C_1} \frac{t_0 - t'}{t'' - t_0},$$

$$t'' - T_0 = \frac{C}{C_1} \frac{t'_0 - t''}{t'' - t_0},$$

dalle quali risulta

$$(27) \quad C_1 = \frac{C}{t'' - t'} \left(\frac{t_0 - t'}{t'' - t_0} - \frac{t'_0 - t''}{t'' - t_0} \right).$$

Qui abbiamo supposto che t_0 resti la stessa nelle due esperienze: è infatti possibile provocare ambedue le volte il medesimo sopraraffreddamento.

Poichè C , t_0 e t'_0 si possono ritenere conosciuti, dacchè possono trovarsi coi metodi indicati sopra, la (27) serve a trovare il valore di C_1 .

La ricerca dei valori di C , C_1 , K , e t_0 è indispensabile per un' esatta determinazione della temperatura vera di congelazione T_0 . È infatti mediante la conoscenza di questi valori che la (11), o la (14) — secondo i casi —, ci daranno il valore della temperatura di equilibrio osservata t' , per avere il valore di T_0 .

E come conclusione generale di tutto quello che abbiamo detto sopra, pare anche a noi che si debba ritenere col Willermann ¹⁾ che, ammettendo pure che tutti gli sperimentatori usassero un termometro perfetto, e che avessero eliminato ogni causa d' errore puramente sperimentale, cioè non inerente al

ti coi diversi metodi sarebbero
ti dalle condizioni che si usano
le temperature.

amente costante del punto di
indicazione sul valore assoluto
one ottenuta; nè una depres-
congelazione apparenti per il
a pure che durante la determi-

nazione ciascuno di essi rimanga costante — ci dice quale dovrebbe essere il valore esatto della depressione. Una ripetizione di un'esperienza nelle medesime condizioni deve condurre approssimativamente allo stesso risultato; ma ciò non assicura della sua esattezza.

Soltanto lo studio dei valori C , C_1 , K_2 , t_0 può fornire delle indicazioni sull'attendibilità dei risultati. E ciò spiega, secondo noi, le divergenze fra i valori ottenuti da diversi sperimentatori, che non si occuparono di apportare alla temperatura osservata le correzioni necessarie.

Nel calcolo dell'abbassamento molecolare delle soluzioni, bisogna poi tener conto anche della causa e ; ma anche di questo abbiamo detto a pag. 12 quanto occorre.

E nemmeno per la causa f ci sembra che siavi da fare altre osservazioni, dopo quanto abbiamo detto alla stessa pag. 12. Non essendo stato eseguito alcuno studio che serva a indicare come possa prevedersi l'influenza di tale causa, non resta che adoperare il solvente più puro che è possibile, e disaerato sempre allo stesso modo. È inutile avvertire che per fare le soluzioni si dovrà usare lo stesso liquido, che ha servito a determinare lo zero.

Prima di lasciare questo soggetto, non sarà fuori di luogo accennare che, secondo il Loomis ¹⁾, l'errore sperimentale complessivo di un metodo crioscopico si potrebbe valutare direttamente; ripetendo, cioè, più volte, in un giorno in cui la pressione atmosferica resti costante, il punto di congelazione dell'acqua. Le differenze fra i valori trovati nelle varie determinazioni fornirebbero una sufficiente indicazione degli errori sperimentali, che son dovuti a tutte quante le cause sopra accennate.

Ma per quello che abbiamo detto alla fine della pagina precedente, ci pare che un tal mezzo non porterebbe sempre a risultati sicuri.

1) Wied. Ann. 57, p. 531, 1896.

termometro dà non già la temperatura T_0 , ma la temperatura t' , il cui valore si avvicinerà tanto più a quello di T_0 , quanto più grande sarà il valore di K_1 e più piccolo quello di C .

Poichè $t_0 - t'$ è positivo per $t_0 > t'$, ed è negativo per $t_0 < t'$, l'equazione (28) si potrebbe, secondo Nernst, applicare tanto che la temperatura di convergenza sia superiore, quanto che sia inferiore alla temperatura di solidificazione; cioè, in qualunque caso le divergenze si spiegherebbero coi processi della fusione del ghiaccio. Nella parte generale noi abbiamo visto però [equazioni (11) e (14)] che questi due casi debbono esser considerati separatamente.

L'apparecchio usato da Nernst e Abegg consisteva in un recipiente di vetro della capacità di circa 150 cm³, pieno per $\frac{2}{3}$ del liquido da studiare (100 cm³), nel quale pescava il termometro di Beckmann. Cotale recipiente era circondato da un tubo di vetro, da cui distava da ogni parte per 1 cm., ed era coperto da una lastra di vetro a tre fori (per l'agitatore, pel termometro e per l'introduzione del liquido). Di questi recipienti gli A. ne usarono due contemporaneamente; essi erano contenuti in un medesimo miscuglio frigorifico, e ciascuno era provvisto di un termometro diviso in $\frac{1}{100}^\circ$ di grado.

Per miscuglio frigorifico essi adoperarono il criodrato formato da ghiaccio e allume, che mantiene costante a lungo una temperatura di $-0^\circ,47$; dapprima ciascun recipiente di vetro contenente 100 cm³ veniva sopraraffreddato fino a $-1^\circ,2$ o $-1^\circ,3$ in un bagno accessorio, di poi era portato in quel miscuglio frigorifico, in modo che l'irraggiamento verso l'esterno fosse ristretto a quello che poteva aver luogo mediante il cannello di vetro destinato all'introduzione del liquido. È da notare che dalla parte superiore l'irraggiamento era impedito dall'anzidetta lastra di vetro coperta col criodrato. Messo in rapido moto verticale l'agitatore (che era formato da un anello sottile di metallo di diametro esterno di poco inferiore a quello della provetta e pel cui foro centrale passava appena il bulbo del termometro); dopo pochi minuti la temperatura restava stazionaria.

altra occasione ¹⁾; cioè, nella provetta crioscopica eran posti 1100 cm³ d'acqua distillata, che veniva raffreddata fin quasi a zero, e poi veniva posta nel bagno refrigerante (miscuglio di ghiaccio polverizzato e allume, con piccola aggiunta di sal da cucina) dove veniva agitata lentamente fino a che si fosse raffreddata a $-0^{\circ},6$ o a $-0^{\circ},7$ circa. Allora si gettava nell'acqua un pezzetto di ghiaccio, continuando sempre ad agitare lentamente. Così il termometro (che era diviso in millesimi di grado) raggiungeva una temperatura costante, ed era evitata (dice Jones) la correzione dovuta al calore svolto per l'agitazione.

I risultati ottenuti in due serie di misure per lo zucchero di canna furono i seguenti:

I.^a S E R I E

| Grammi per litro | Normale | Abbass. trovato | Abbass. molecol. |
|------------------|---------|----------------------|------------------|
| 7,775 | 0,0227 | 0 ^o ,0493 | 2,17 |
| 15,550 | 0,0455 | 0, 0961 | 2,11 |
| 23,325 | 0,0682 | 0, 1397 | 2,05 |
| 31,100 | 0,0909 | 0, 1792 | 1,97 |

II.^a S E R I E

| | | | |
|--------|--------|--------|------|
| 7,775 | 0,0227 | 0,0497 | 2,19 |
| 15,550 | 0,0455 | 0,0958 | 2,11 |
| 23,325 | 0,0682 | 0,1399 | 2,05 |
| 31,100 | 0,0909 | 0,1796 | 1,98 |

Altre misure, fatte a temperatura più bassa del miscuglio frigorifero, dettero valori ben concordanti coi precedenti; talchè, tenendo conto allo stesso tempo che la grande quantità di soluzione usata (1100 cm³) diminuisce grandemente gli effetti perturbatori delle cause esterne, l' Jones conclude che la differenza fra i valori da lui trovati e il valore teorico non può attribuirsi nè alla temperatura usata pel bagno refrigerante, nè al riscaldamento dovuto all'agitatore, nè alla mancanza di equilibrio nella soluzione.

1) Zeits. f. phys. Chem. 11, p. 532, 1893.

Anche per l'alcool etilico, lo stesso metodo dette all'Jones valori maggiori (da 2,10 a 1,92) di quello teorico (1,87).

A risultati uguali giunse del resto anche Raoult ¹⁾ usando un metodo crioscopico perfezionato, che, coll'interposizione di un involucro di platino, funzionante anche da agitatore, diminuiva l'azione diretta del miscuglio frigorifero sul bulbo del termometro. Egli trovò che l'abbassamento molecolare dello zucchero, come quello dell'alcool etilico, diventano tanto maggiori di quello teorico, quanto più la soluzione è diluita.

Secondo l'Jones queste divergenze dal valore teorico per soluzioni molto diluite sarebbero analoghe alle deviazioni, che anche i gas a pressioni molto basse presentano rispetto alla legge di Boyle-Gay-Lussac.

Al metodo di Jones fu però obbietato dal Wildermann ²⁾ che un errore può derivare dal fatto, che quando il ghiaccio si separa dall'acqua, si forma uno strato di ghiaccio attorno al bulbo del termometro, anche prima che il liquido abbia assunta la temperatura di congelazione. Ma l'Jones ³⁾ dice che mai egli osservò la formazione di tal rivestimento di ghiaccio. Levando il termometro dal bagno si vedevano posati su di esso dei cristallini, ma mobilissimi e non aderenti al bulbo. L'obbiezione del Wildermann non sarebbe quindi applicabile ai risultati di Jones.

Il termometro usato da Jones era diviso in $\frac{1}{1000}$ di grado, ed aveva il recipiente lungo 14 cm. e largo cm. 1,5, e conteneva circa 200 grammi di mercurio.

Ciò, come fece notare anche il Kohlrausch ⁴⁾, può dar luogo a delle difficoltà notevoli nella determinazione esatta del punto di congelazione; perchè una massa così grande di mercurio, quale trovavasi nel termometro di Jones, richiede circa 10 piccole calorie per mettersi in equilibrio di temperatura col liquido circostante; e poichè non si hanno indicazioni precise sullo spessore di vetro che formava il bulbo termometrico, non si può esser sicuri che il mercurio (che non

1) Revue Scientif., 15 Sept. 1895.

2) Zeits. f. ph. Chem., 25, p. 358, 1894.

3) Phil. Mag. 40, p. 392, 1896.

4) Wied. Ann. 51, p. 524, 1894.

stenere l'esattezza del suo metodo, non si possano senz'altro accettare come indicanti le vere depressioni molecolari.

12. *Ricerche di Loomis.* — L'apparecchio usato è sostanzialmente quello del Beckmann, nella forma descritta nel vol. II, p. 638 del *Zeits. f. phys. Chem.*, 1888. Per eliminare l'incostanza nelle indicazioni termometriche, prodotta dal modo con cui si eseguisce l'agitazione del liquido attorno al termometro e dall'influenza della temperatura esterna, il Loomis ¹⁾ modificò l'apparecchio del Beckmann allungando notevolmente il recipiente crioscopico ²⁾ per allontanare il più possibile la soluzione, nella parte che circonda il bulbo, dall'azione dell'aria sovrastante. Tale provetta, che conteneva il liquido studiato ed un termometro Fuess diviso in $0,01^\circ$ (una divisione era 0,4 mm.), era portata, al momento della misura, in un recipiente che conteneva un miscuglio frigorifico, la cui temperatura era soltanto di alcuni decimi ($0^\circ,3$) più bassa del punto di congelazione da studiarsi.

L'agitatore era provvisto di una molla fatta con filo di platino, che toccava le pareti della provetta e ne distaccava il ghiaccio man mano che vi si formava.

Tutto l'apparecchio crioscopico era protetto dall'irraggiamento esterno mediante un recipiente metallico foderato doppiamente di feltro.

La lettura del termometro era fatta con un microscopio munito di micrometro oculare, che permetteva di apprezzare i decimillesimi di grado; e ai valori osservati venivano arretrate le correzioni dovute allo spostamento dello zero. Il punto di congelazione dell'acqua pura, che servi a fissare lo zero, fu trovato diverso a seconda che si determinava con poco ghiaccio ($+0^\circ,02745$) o con molto ghiaccio ($+0^\circ,02758$), e presentava spostamenti non trascurabili e repentini, (che potevano raggiungere $0^\circ,001$).

Loomis non fece correzioni per la variazione che si aveva nella concentrazione da prima a dopo il congelamento, perchè misurando il peso specifico e la conduttività elettrica della parte

1) Wied. Ann. 51, pag. 500, 1894; e 57, p. 495, 1896.

2) Nelle esperienze del 1894 era una provetta della capacità di 70 cm³, e in quello del 1896 una provetta della capacità di 200 cm³.

Maggior fiducia ci sembra che possa accordarsi alle esperienze più recenti ¹⁾ fatte dal Loomis nell'inverno 1895-96, a temperatura esterna di 3° C., nelle quali egli ridusse al minimo gli errori sperimentali; i risultati così ottenuti concordano colla teoria di Arrhenius per LiCl, CaCl₂, SrCl₂, C₂H₅O₂, C₂H₅O₃, C₂H₅O₄; ma non per HNO₃, KOH, NaOH. Il disaccordo diminuisce peraltro con l'aumento della concentrazione.

13. *Ricerche del Wildermann.* — Le ricerche del Wildermann ²⁾ eseguite col metodo di Lewis ³⁾, che ai metodi precedenti apportò miglioramenti notevoli, dettero risultati conformi alla relazione del Van 't Hoff, tanto per lo zucchero, quanto per l'urea e l'alcool etilico; specialmente per le soluzioni più diluite, per le quali soltanto la legge di Van 't Hoff fu stabilita.

Il Wildermann fece alle letture termometriche le correzioni necessarie, e tenne conto anche delle variazioni che, per la formazione del ghiaccio, subisce la concentrazione della soluzione; e nelle tabelle che contengono i risultati da lui ottenuti è anche messo in evidenza quanto sia da temersi la causa d'errore derivante dalla formazione di un mantello di ghiaccio sul bulbo del termometro. Per es., a motivo di tal rivestimento di ghiaccio la depressione molecolare della soluzione più diluita da lui studiata scende al valore di 1,51; mentre, se quella causa di errore è eliminata, assume il valore 1,77.

L'accuratezza delle ricerche del Wildermann danno certamente ai suoi risultati grande attendibilità.

14. *Ricerche di Ponsot.* — Le divergenze fra i vari risultati sopra riferiti — che si presentano non solo nei valori numerici, ma anche nell'andamento generale delle curve rappresentanti la relazione fra l'abbassamento molecolare e la concentrazione —, possono lasciar pensare che non sia rigoroso il metodo generalmente usato, che, come si è visto, consiste

1) Wied. Ann. 60, p. 523, 1897.

2) Phil. Mag., ser. 5., vol. 40, p. 119, 1896.

3) Zeits. f. phys. Chem. 15, p. 365, 1891.

l'aria che vi è disciolta. Questo fatto è messo in evidenza dal Ponsot, con delle curve che mostrano la relazione fra l'abbassamento del punto di congelazione delle soluzioni di cloruro di sodio e la loro concentrazione; sono infatti evidenti le differenze fra le curve ottenute con acqua distillata ordinaria, o aerata, o disaerata col portarla appena dopo la ridistillazione in un pallone di vetro a 90° e raffreddarla rapidamente. Il punto di congelazione dell'acqua trattata in quest'ultima maniera restò costante per 4 ore.

I risultati ottenuti dal Ponsot sono molto diversi da quelli degli altri sperimentatori. Anche pel cloruro di sodio egli trova abbassamenti molecolari più piccoli di quasi tutti quelli trovati dagli altri, e le differenze raggiungono valori notevoli per le piccole concentrazioni. Il Ponsot attribuisce queste divergenze agli errori sistematici da cui è affetto il metodo ordinario della congelazione, che viene provocata dopo la sopraffusione in una provetta sottoposta ad un irraggiamento più o meno intenso; perchè con tal metodo la lettura termometrica non dà la temperatura di equilibrio fra il ghiaccio e la soluzione. Soltanto i risultati di Nernst e Abegg si avvicinano assai a quelli del Ponsot; e questo, secondo il Ponsot, è dovuto alle correzioni che Nernst e Abegg apportarono alle loro misure dirette.

Anche per lo zucchero di canna i risultati del Ponsot sono diversi da quelli ottenuti precedentemente: l'abbassamento molecolare cresce costantemente con la concentrazione, espressa in peso di zucchero su 100 grammi di soluzione. Esprimendo invece la concentrazione col peso di zucchero aggiunto a 100 grammi di acqua, l'abbassamento molecolare è sensibilmente costante per le piccole diluizioni, ed aumenta poi con la concentrazione.

Il metodo di Ponsot è certamente fra i migliori, e, seguito con le cautele necessarie, può dare risultati attendibilissimi; sebbene ci sembri che sarebbe stato da evitare il moto verticale che egli imprime al termometro.

Ma per poter giudicare con certezza del grado di precisione dei risultati ottenuti, sarebbe stato necessario che il Ponsot avesse indicate le sostanze che ogni volta egli ha

adoperato per formare i criosali; poichè la parte essenziale del suo metodo (e che ne costituisce il pregio) è quello di aver cercato di eliminare gli effetti dell'irraggiamento, mettendo la soluzione crioscopica in un ambiente a temperatura costante e vicinissima a quella alla quale la soluzione era stata precedentemente raffreddata. Con questo mezzo il Ponsot sostiene di poter fare a meno delle correzioni relative all'irraggiamento. Ma per constatare fino a qual punto ciò è ammissibile, occorrerebbe conoscere le temperature dei diversi bagni refrigeranti adoperati dal Ponsot.

15. *Nuove ricerche di Abegg.* — Con lo stesso metodo usato precedentemente nelle sue ricerche in unione col Nernst, ma cercando di prendere maggiori cautele per assicurare una esatta lettura del punto di congelazione, l'Abegg ¹⁾ eseguì nuove esperienze sulle soluzioni di zucchero. La disposizione sperimentale adottata è chiaramente mostrata dall'unito disegno (fig. 1); non staremo quindi a descriverla.

Il volume del liquido crioscopico era di 1 litro; il bagno refrigerante era formato con una soluzione assai diluita di ghiaccio e sale da cucina; variandone la concentrazione si poteva far variare la temperatura assai comodamente. Abegg dice di aver potuto mantenerla costante a meno di $\frac{1}{100}$ di grado per tutta una giornata.

Per eseguire un'esperienza, l'Abegg preparava il recipiente crioscopico con 1000 cm³ di acqua a 4° C., e lo metteva in un apposito bagno a — 2° o — 3°, in modo che il recipiente si raffreddasse fino a circa — 0°,8 C. Allora toglieva dal bagno la provetta, la agitava fortemente, e provocava la congelazione dell'acqua gettandovi dentro un pezzetto di ghiaccio; infine introduceva l'agitatore nella provetta, e collocava questa nel suo vaso refrigerante.

Le diverse soluzioni da studiarsi erano ottenute versando nella provetta quantità note di una soluzione concentrata.

La determinazione della temperatura era fatta, mediante un termometro diviso in millesimi di grado, a meno di 0°,0003.

1) Zeits. f. phys. Chem. 20, p. 207, 1896.

I risultati finali ottenuti da Abegg per le soluzioni di zucchero mostrano delle differenze che non superano il 3 per %, da una concentrazione all'altra, restando le depressioni molecolari comprese fra 1,83 e 1,88 per diluizioni varianti da 0,00441 a 0,0422 grammi molecola per litro. Il valore medio è prossimo quindi al valore teorico 1,87 che si deduce dalla teoria di Van 't Hoff.

16. *Metodo recente del Raoult.* — Un metodo comodo ed elegante per ottenere la costanza della temperatura nel liquido crioscopico, è stato recentemente proposto ed usato da Raoult ¹⁾. Egli circonda la provetta crioscopica con un bagno d'etere, nel quale mantiene la temperatura voluta e costante, per mezzo di una corrente d'aria che si fa circolare con velocità opportuna.

In questo modo si può rendere la temperatura di convergenza uguale, o molto vicina, alla temperatura di congelazione; perchè la temperatura del bagno frigorifico si può regolare in modo, che il riscaldamento prodotto dal moto dell'agitatore sia perfettamente compensato dall'irraggiamento.

Un vantaggio notevole di questa maniera di raffreddamento consiste nella possibilità di ottenere con essa una differenza costante fra la temperatura di congelazione delle diverse soluzioni, e quella del bagno refrigerante; ciò che non è sempre possibile coi crioidrati.

I risultati ottenuti dal Raoult con questo metodo per le soluzioni di zucchero, sono concordanti col valore teorico; e questo è importante a constatarsi, perchè mostrano che molto probabilmente, le divergenze prima osservate da lui stesso e da altri, dipendevano solo da errori sperimentali.

17. *Altre ricerche.* — Oltre quelle sopra accennate, molte altre ricerche sono state eseguite su questo soggetto; ma non crediamo opportuno insistere su di esse, essendo tutte più o meno manchevoli.

Così non si può dire sufficiente la esattezza nelle determi-

1) C. R. 122, 1315; 123, p. 475 e 631, 1896; e 124, p. 851 e 886, 1897.

schel e in molte di
alt.

aube *) e di Eyk-
eckmann, il quale
fino al momento
te; ma per l'azione
ati furono troppo

e se la depressione
o no regolarmente
delle ricerche crio-
egli ottenne per
i più recenti del
ente per le piccole
skering nel correg-
rigoroso.

ori più importanti,
state prese quelle
ersi da possibili er-
roviamo sempre i
i erano veramente
icure.

ti di cotanta im-
portanza ci ha fatto sembrare utile un' ulteriore serie di ri-
cerche, nella quale si tenesse scrupoloso conto di tutte le cau-
tele e correzioni. di cui abbiamo fatto di sopra la trattazione
apreso lo studio delle soluzioni
, come abbiamo fatto a suo luogo
iali si hanno divergenze non sem-
di osservazione, e per le quali

1; Ber. d. deutsch. Chem. Gesell., 2255, 1891.

1, p. 1321, 1891, e 25, p. 1242, 1892.

1898; 3, p. 113, 1889; Ber. d. deutsch. Chem.

1, p. 3828, 1891, e 25, p. 1854, 1892.

| p peso in 1 litro d'acqua | n num. di gr. mol. in 1 litro di acqua | Δ abbassam. del punto di congelaz. | $\frac{\Delta}{n}$ |
|-----------------------------------|--|---|--------------------|
| 40,250 ^{gr} | $\frac{1}{8}$ | 0,2398 | 1,92 |
| 20,125 | $\frac{1}{16}$ | 0,1181 | 1,89 |
| 10,062 | $\frac{1}{16}$ | 0,0581 | 1,86 |

Il valore teorico di Δ/n è, come è noto, 1,87. Si vede che le soluzioni diluite di tartaro emetico danno, per tale rapporto, dei valori che possono ritenersi concordanti con quello teorico.

20. *Apparecchio grande.* — L'apparecchio di più grandi dimensioni (fig. 3) era molto simile al precedente:

Si componeva di un vaso cilindrico di vetro che conteneva la soluzione da studiare, e nel quale era posto un agitatore, e un termometro sensibilissimo, e, insieme a questo, un'estremità di una pinzetta termoelettrica o un lato di una disposizione bolometrica.

Questo vaso di vetro era chiuso con un tappo di legno opportunamente provvisto di fori, perchè vi potessero passare i vari pezzi ora ricordati, ed era posto dentro ad un vaso di zinco alto una diecina di centimetri più del vaso di vetro. L'intervallo fra i due vasi era vuoto, e costituiva una camera d'aria, che si manteneva a temperatura costante, perchè il vaso di zinco era circondato da ogni parte da un miscuglio frigorifero posto in un terzo recipiente assai grande.

Il tutto era poi situato dentro una grandissima cassa ripiena di trucioli di legno, per difendere la mescolanza frigorifera dall'irraggiamento esterno.

L'apparecchio infine era tenuto in una stanza a Nord in un angolo abbastanza lontano dalle finestre.

Descriviamone ora le singole parti.

Uso crioscopico. — Il vaso di vetro contenente la soluzione era della capacità di litri 1,500: fu lavato dapprima con acido



THE NEW
PUBLIC LIBRARY
ASTOR LENOX
TILDEN

Tutta la parte dell'agitatore che rimaneva immersa nell'acqua era ben stagnata con stagno purissimo. L'asse dell'agitatore infine era tenuto in movimento per mezzo di un sistema di orologeria.

Miscuglio frigorifero. — Il miscuglio frigorifero che dapprima abbiamo pensato di adoperare, era formato da ghiaccio e allume, (allume parti 20, acqua parti 100). Questo miscuglio dà una temperatura di $-0^{\circ},49$, la quale resta costante per un tempo assai lungo e sarebbe stato adattissimo, se la lentezza con cui procedeva il raffreddamento della soluzione non fosse stato così grande da avere nella radiazione esterna una causa di errore assai forte. Perciò dopo vari tentativi abbiamo trovato più conveniente il miscuglio di ghiaccio e carbonato sodico (carbonato sodico parti 20, acqua parti 100) che dà una temperatura di $-2^{\circ},015\text{ C.}$, la quale si mantiene pure assai costante.

Acqua disaerata. — Per ottenere l'acqua purissima e disaerata, necessaria per la determinazione dello zero dei termometri, abbiamo distillato a circa 50° C. nel vuoto, in recipienti pulitissimi, del carbonato sodico, e ne abbiamo raccolto l'acqua di distillazione, che abbiamo poi nuovamente distillata, pure nel vuoto.

L'apparecchio che abbiamo adoperato a tal uopo è rappresentato nella fig. 4, e si compone essenzialmente di un

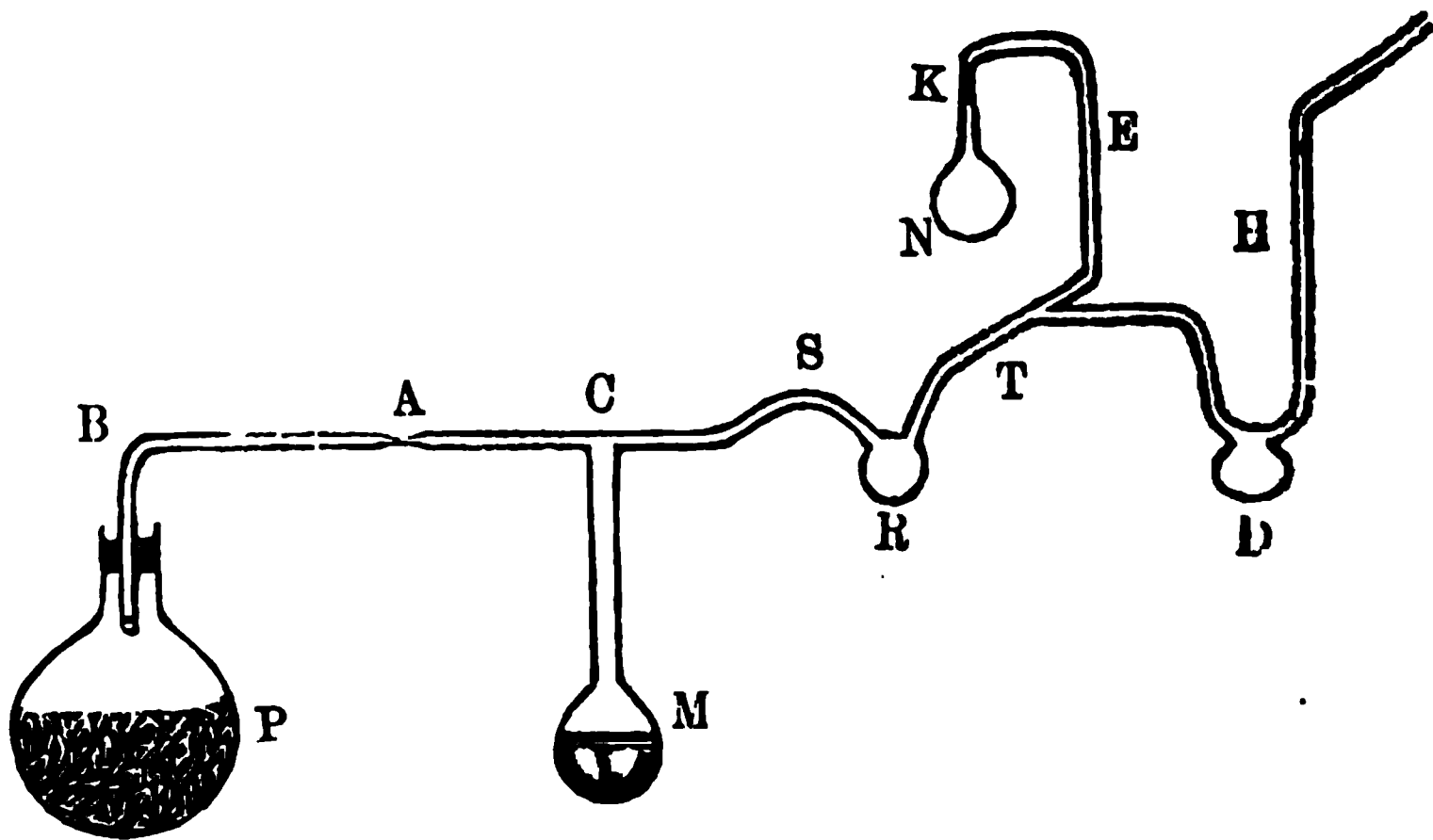


Fig. 4.

calda, fatto precedentemente, dava pure sufficiente garanzia, che sulle pareti non fossero rimasti silicati, che potessero sciogliersi nella nuova acqua.

Finita la seconda distillazione, si tirava alla lampada il tubo in K, e quindi, fondendo questo a metà della strozzatura, si distaccava il palloncino N. Al momento di usare l'acqua, si rompeva la punta del tubo, per lasciar entrare lentamente l'aria.

Strumenti per la determinazione della temperatura. — Una delle maggiori incertezze in queste ricerche crioscopiche si ha nella misura diretta della temperatura. Perciò noi abbiamo applicato le nostre massime cure allo studio dei termometri; e ci siamo inoltre provvisti per la medesima determinazione di altri due metodi (metodo termoelettrico e metodo bolometrico) cercando di dare a essi la massima sensibilità e precisione possibile.

a). *Termometro a mercurio.* — Abbiamo adoperato in queste esperienze due termometri di Beckmann divisi in $\frac{1}{100}$ di grado. Facendone la lettura con un microscopio munito di micrometro, potevamo misurare con esattezza nella colonna termometrica i movimenti di $\frac{1}{20}$ di divisione.

Lo zero di questi termometri venne determinato la prima volta dopo averli lasciati per alcuni giorni in un vaso a 0°; e la determinazione venne poi ripetuta durante tutto il corso delle esperienze, di due giorni in due giorni, mantenendo però nel frattempo i termometri sempre alla temperatura di circa 0°.

Per ottenere uno zero esatto fu adoperato ghiaccio di acqua purissima e disaerata, ottenuta col metodo già descritto sopra: fu scelta in modo che alla temperatura di 160° C. non desse ancora nè segno di ebullizione, nè sussulti.

Il ghiaccio venne triturato e lasciato che s'inumidisse alquanto prima di introdurlo nel doppio recipiente in cui si dovevano porre i termometri. Il valore delle divisioni fu determinato facendo la calibrazione del cannello, per ciascun termometro, fra le divisioni che all'incirca corrispondevano a -1° e $+1^{\circ}$, e stabilendo poi sulla scala di essi altri due punti: $-0^{\circ},4$, e $-0^{\circ},75$. Questi due punti furono ottenuti immer-

nella soluzione la pila termoelettrica, si trovò sempre che dopo cominciata la congelazione, l'uno o l'altra si fermarono per un tempo abbastanza lungo sulla temperatura massima, prima di cominciare la discesa.

b) Pila termoelettrica. — La pila termoelettrica era costituita di nove coppie ferro-argentana, masticate insieme in modo da costituire un unico fascio. Cotal fascio era piegato poi a forma di U, (fig. 5), per guisa che una estremità della pila si potesse immergere nel mezzo del vaso contenente la soluzione, e l'altra nell'involucro d'aria che circondava il vaso stesso.

Una delle branche dell' U (quella che doveva pescare nella soluzione) era introdotta in un tubo di platino del diametro di circa un centimetro, in maniera che le saldature fra i metalli costituenti le coppie, poggiassero sul fondo del cilindro da cui erano separate per mezzo di un foglio di carta velina leggermente paraffinato. Per tal guisa era assicurato l'isolamento della pila, lasciando tuttavia ad essa una grande prontezza, ed era evitato qualunque pericolo di portare impurità nella soluzione.



Fig. 5.

I fili di ferro e di argentana erano poi condotti fino al galvanometro e saldati direttamente agli estremi del rocchetto. Lungo tutto il percorso i fili stessi, avvolti con tela cerata, erano stati attorcigliati insieme e ricoperti con ovatta; e le saldature al galvanometro erano state strettamente legate insieme, avendole prima separate con un pezzetto di tela cerata, e poi avvolte anch'esse ripetutamente con molta ovatta.

Il galvanometro di Thomson, sensibilissimo, veniva letto con cannocchiale e scala, collocati alla distanza di quattro metri dallo strumento; così la pila indicava variazioni di circa $\frac{1}{1000}$ di grado. Essa venne graduata accuratamente prima delle esperienze per confronto col campione Baudin. A tal uopo se ne teneva una estremità costantemente nel ghiaccio

la variazione di resistenza provata, per effetto della temperatura, da un lato di un ponte di Wheastone.

Il primo lato del ponte (fig. 6) era costituito da un filo ferro del diametro di due decimi di millimetro e della resisten



Fig. 6.

di 10 ohm, per la massima parte avvolto a spirale sopra un cilindro di ebanite S e verniciato con gomma lacca. Tale cilindro veniva collocato nella camera d'aria avvolgente il v in cui era posta la soluzione.

Il secondo lato era formato da un filo di ferro perfettamente uguale al precedente, pure esso avvolto sopra un cilindro di ebanite S', e verniciato con gomma lacca. Questo cilindro era poi introdotto in un tubo di platino che lo conteneva |

stamente, e dalle cui pareti era separato mediante un rivestimento di carta velina. Il tubo di platino alla sua volta veniva immerso nella soluzione.

Gli altri due lati del ponte erano costituiti da altre due spirali dello stesso filo, le quali erano avvolte sopra uno stesso cilindro di ebanite S'' , accuratamente separate fra loro. Le estremità delle due spirali erano poi rispettivamente saldate ai due capi di un filo omogeneo di platino f , il quale veniva mantenuto in leggera tensione per mezzo di due carrucole. Le due spirali medesime col filo di platino erano collocate nella camera d'aria C.

Lungo il filo poteva scorrere un contatto costituito da un piccolo coltello di platino p , il quale era portato da un leggero dado D, affidato alla sua volta all'estremità dell'asta di ottone AA ch'era divisa in millimetri e scorrevole lungo il nonio N.

Un polo della pila era congiunto mediante l'asta AA al coltello p , e l'altro polo faceva capo a un estremo P della spirale S' .

Il rocchetto del galvanometro era congiunto al punto M e al secondo estremo O della spirale S' .

Appositi tubi di rame di diametro un po' più grande dei cilindri S e S'' , e aperti da ambe le parti difendevano le rispettive spirali dalla radiazione delle pareti della camera C; con chè esse rimanevano a temperatura perfettamente costante. Del resto ciò veniva constatato per mezzo di un termometro Beckmann, mantenuto nella stessa camera C in identiche condizioni a quelle delle spirali.

Lo strumento venne graduato tenendo nel recipiente interno, la spirale S' immersa successivamente nel ghiaccio puro e nel criodrato di allume insieme ad uno dei termometri Beckmann, e tenendo le altre spirali nella camera C insieme al-

mentre nel refrigerante si aveva l'olio.

Il lato del ponte e quello costipato per circa un centimetro nella figura dalla posizione dei due fili, indicata dalla lettura che si otteneva, venne sempre arrecata la

piccola correzione dovuta al mutamento di resistenza che soffrivano, per il tratto di un centimetro, il primo e il quarto lato del ponte; correzione che venne calcolata come se i tratti stessi fossero passati dalla temperatura della camera C a quella della soluzione.

La sensibilità dello strumento non era relativamente grandissima rispetto a quella che possono dare strumenti simili, poichè $\frac{1}{10}$ di millimetro sul regolo corrispondeva a $\frac{1}{1000}$ di grado; ma per compenso le correzioni e gli errori di osservazione erano ridotti al minimo.

Procedimento delle esperienze. — Si poneva dapprima nell'apparecchio il miscuglio frigorifero e si copriva tutto coi trucioli di legno; quindi si metteva in movimento l'agitatore.

Dopo qualche ora, quando la temperatura era prossima a 0° C., si incominciavano a fare le letture contemporaneamente al termometro e al galvanometro (insieme al termometro si usò ora la pila termoelettrica, ora il bolometro). E si continuavano le letture, a intervalli assai brevi, fino a che, avvenuta la soprafusione e poi risalita la temperatura, questa raggiungeva il regime stazionario, in cui si manteneva lungamente.

Finita l'esperienza, si toglieva dal recipiente, con una pipetta ben pulita, una certa quantità della soluzione, e se ne determinava il titolo.

Fra le varie determinazioni venivano scartate quelle poche in cui le indicazioni del termometro erano discordanti dalle indicazioni della pila termoelettrica o del bolometro. In generale si fecero per ogni soluzione tre buone determinazioni, di cui si prese la media.

Risultati.

Poichè col metodo da noi seguito avevamo una formazione di ghiaccio nella soluzione, la formula da usarsi per ottenere il punto di congelamento vero da quello osservato era la (14); e cioè

$$a) \quad T_0 = t' - \frac{C}{C_1} \frac{t_0 - t'}{t' - t_s}.$$

Abbiamo perciò determinato, con il metodo da noi descritto, il valore di T_0 per l'acqua pura, e ben s'intende per una porzione di quella stessa acqua che ci ha servito poi a fare le soluzioni.

I valori di C , C_1 , t_0 , che ci abbisognavano per il calcolo della depressione (formula a) qui sopra), li abbiamo determinati col metodo indicato a pag. 25 e seg., ed abbiamo ottenuto:

$$C = 0,0038 \quad C_1 = 12,90$$

$$t_0 = -1,190.$$

Per ogni valore di t' abbiamo determinato il valore corrispondente di t_s ; possediamo dunque tutti i dati da sostituire nella formula a).

Non riferiamo, per brevità, tutti i calcoli necessari; ed indichiamo solamente nella tabella qui sotto i valori via via trovati.

In essa

n indica il numero di grammi molecola per litro di soluzione;

t' la temperatura letta sul termometro, a cui sono state arretrate le correzioni dovute al campionamento;

t_s il valore corrispondente della temperatura a cui il liquido è stato sopraraffreddato;

K rappresenta il valore della espressione $\frac{C}{C_1} \frac{t_0 - t'}{t' - t_s}$.

Zucchero di canna purissimo di Kahlbaum.

| <i>n</i> | <i>t'</i> | <i>t_s</i> | K | <i>T'₀ — T₀</i> |
|--------------------|-----------|----------------------|----------|---------------------------------------|
| $\frac{1}{1000}$ | — 0,0015 | — 0,67 | —0,00052 | —0,00202 |
| $\frac{2,2}{1000}$ | — 0,0035 | — 0,66 | —0,00053 | —0,00403 |
| $\frac{5,8}{1000}$ | — 0,0100 | — 0,58 | —0,00061 | —0,01060 |
| $\frac{1,08}{100}$ | — 0,0195 | — 0,69 | —0,00051 | —0,02001 |
| $\frac{1,88}{100}$ | — 0,0345 | — 0,65 | —0,00055 | —0,03505 |
| $\frac{3,52}{100}$ | — 0,0650 | — 0,71 | —0,00051 | —0,06551 |
| $\frac{4,21}{100}$ | — 0,0785 | — 0,65 | —0,00057 | —0,07907 |

. Da questa tabella possiamo facilmente dedurre le depressioni molecolari Δ/n che qui riportiamo.

| <i>p</i> peso in 1 litro | <i>n</i> | Δ | Δ/n |
|-----------------------------|--------------------|----------|------------|
| 0,3420 | $\frac{1}{1000}$ | 0,00202 | 2,02 |
| 0,7524 | $\frac{2,2}{1000}$ | 0,00403 | 1,84 |
| 1,0836 | $\frac{5,8}{1000}$ | 0,01061 | 1,83 |
| 3,6936 | $\frac{1,08}{100}$ | 0,02001 | 1,85 |
| 6,4296 | $\frac{1,88}{100}$ | 0,03505 | 1,86 |
| 12,0384 | $\frac{3,52}{100}$ | 0,06551 | 1,86 |
| 14,3982 | $\frac{4,21}{100}$ | 0,07907 | 1,88 |

Le nostre misure, eseguite sopra soluzioni molto diluite, non portano invece alla stessa conclusione, ma fanno ritenere che la depressione molecolare si conservi sensibilmente costante al crescere della diluizione, e che per soluzioni diluitissime abbia un valore poco diverso da 1,87, e quindi vicinissimo a quello, verso il quale tenderebbe, per $C = 0$, la retta che rappresenta i risultati del Raoult.

Ricerche ebullioscopiche.

Come l'abbassamento del punto di congelazione, così anche l'aumento del punto di ebollizione prodotto da una sostanza disciolta in un liquido, fornisce un mezzo per dedurre il peso molecolare e quindi anche per verificare la teoria della dissociazione.

Infatti, la teoria di van 't Hoff conduce alla relazione

$$M = \frac{0,01976 T^2}{W} \frac{p}{T_1 - T},$$

nella quale M è il peso molecolare di una sostanza, di cui sono contenute p parti in 100 della soluzione, W è il calore di vaporizzazione di 1 grammo del solvente (per l'acqua $W = 536,35$ piccole calorie), T la temperatura assoluta di ebollizione del solvente, T_1 quella della soluzione.

Ma relativamente poche esperienze sono state fatte, per questa via, allo scopo diretto di riconoscere la validità della teoria della dissociazione; e quelle assai numerose che si conoscono sono principalmente intese alla ricerca dei pesi molecolari dei vapori, o a dimostrare la bontà dell'apparecchio proposto.

Non ci tratteniamo ad esporre le norme, del resto semplicissime, che si richiedono nell'esecuzione di una misura. Noteremo soltanto che è necessario, che l'apparecchio sia costituito in modo da impedire sia il raffreddamento del vapore che circonda il termometro, sia le fughe del vapore stesso (le quali altererebbero continuamente la concentrazione della so-

1) Gazz. chimica ital., 23, 1. parte, p. 263, e 2. parte, p. 249, 1893.

Il pallone poi era immerso in un grande recipiente di vetro riempito fin verso la metà con la medesima soluzione; e

Fig. 7.

questo recipiente alla sua volta era circondato da un gran manico di ferro FF, munito di finestre di vetro.

La bocca del recipiente era chiusa con un disco di vetro, il quale vi si adattava perfettamente a smeriglio, e attraverso al quale passavano pure le due tubulature T e T', per fori giusti e smerigliati. Allo stesso disco era affidato il tubo L, a forma di U, il quale serviva a riportare i vapori condensati nel vaso V.

Da ultimo sul fondo del pallone e del vaso V erano collocati dei pezzetti di vetro, e dei tubetti *t*, *t'* chiusi superiormente e pieni d'aria, per rendere l'ebollizione un po' regolare; poichè le soluzioni di tartaro emetico bollono con forti sussulti.

I recipienti, i tubi e i pezzi di vetro erano stati tenuti lungamente nell'acqua bollente e con essa replicatamente risciacquati.

Si comprende facilmente, che non v'era da fare alla lettura diretta della temperatura la correzione per la colonna sporgente, perchè tutta la scala era immersa nel vapore stesso che si sollevava dal liquido nel quale pescava il bulbo del termometro; e se pure verso la sommità, la temperatura del vapore non fosse stata del tutto uguale a quella del liquido, la differenza non poteva raggiungere tal valore da portare nel risultato un errore apprezzabile.

I valori ottenuti dall'osservazione venivano ridotti alla pressione di 760 mm.

Come abbiamo visto sopra, la formula che ci dà il peso molecolare di una sostanza qualunque che determini l'aumento $T_1 - T$ nel punto di ebollizione di una sua soluzione acquosa al *p* per %, è

$$M = \frac{0,01976 T^2}{W} \frac{p}{T_1 - T} ;$$

per l'acqua — per la quale si ha $W = 536,35$, $T = 373$ — essa ci dà adunque

$$M = 5,126 \frac{p}{T_1 - T} .$$

Noi abbiamo eseguito tre misure sopra soluzioni contenenti 1 grammo molecola rispettivamente in 8, 16 e 32 litri di acqua.

Le soluzioni le abbiamo fatte nell'acqua distillata due volte, che ci ha sempre servito in tutte le nostre ricerche.

Riportiamo quì sotto le quantità p corrispondenti a queste diluizioni e gli aumenti $T_1 - T$ osservati.

(Tartaro emetico: peso molec. teorico 322).

| 1 grammo molec. in litri | p parti di sale in 100 di soluz. | $T_1 - T$ | M |
|-----------------------------|--|-----------|-----|
| 8 | 3,869 | 0,0690 | 287 |
| 16 | 1,972 | 0,0332 | 304 |
| 32 | 0,996 | 0,0155 | 329 |

L'ultima colonna contiene i valori del peso molecolare che, per i dati scritti nelle due precedenti, si deducono dalla formula sopra citata.

I risultati quì riferiti sono la media di parecchie determinazioni, le quali presentavano fra loro differenze anche del 10 o 12 per $\%$. E precisamente tenendo conto degli errori d'osservazione inerenti a siffatte misure, ci sembra di poter concludere che i valori del peso molecolare del tartaro emetico, dedotti in tal guisa, non cambiano sensibilmente con la diluizione.

Istituto di Fisica della R. Università di Pisa

Gennaio, 1899.

a 100° per tre ore assorbì volumi 0,76 di idrogeno ed a 230° la stessa lamina volumi 1,45.

Abbenchè l'esperienze di Neumann e Streintz ¹⁾ non riguardino il platino lavorato, pure è qui interessante darne un cenno per mostrare quanto anche in questa ricerca, la diversità del metodo abbia condotto a differenti risultati.

Essi riscaldavano per parecchie ore il metallo in un tubo ad U mentre vi facevano passare idrogeno assai accuratamente purificato; dopo averlo lasciato raffreddare scacciavano tutto l'idrogeno libero con una corrente di azoto altrettanto puro, ed infine introducevano ossigeno nell'apparecchio mentre portavano nuovamente il tubo ad elevata temperatura. I vapori dell'acqua, formatasi dalla combinazione dell'ossigeno coll'idrogeno già occluso, venivano assorbiti dal cloruro di calcio contenuto in tubi ad U che facevano seguito all'apparato. Da diligenti pesate di questi tubi prima e dopo ogni esperienza essi determinavano la quantità del gas occluso. Con questo metodo venne sperimentato il platino allo stato di spugna e di nero; i risultati ottenuti furono di gran lunga superiori a quelli del Graham.

Molto interesse offrono a prima vista le esperienze eseguite da A. Berliner ²⁾. Questi misurava l'assorbimento dalla diminuzione della quantità dell'idrogeno, in presenza del quale si trovava una lamina di platino arroventata con la corrente elettrica. Il recipiente di vetro, contenente il gas e la lamina, comunicava colla parte superiore di un tubo di vetro già calibrato, all'altra estremità di questo era applicato un tubo di gomma che lo congiungeva all'estremo inferiore di un altro tubo verticale. Il tubo di gomma era riempito totalmente di mercurio e parzialmente gli altri due. Questo in succinto l'apparecchio. Le osservazioni delle posizioni dei menischi, congiunte alle letture di un barometro e di due termometri posti in vicinanza, davano col calcolo la quantità di idrogeno assorbito.

1) Wiedemann Annalen. B. 46, p. 436, 1892. Verhalten des Wasserstoffs zum Blei und anderen Metallen.

2) Wied. Ann. B. 35, 1888. — Ueber die katalytische Wirkung etc.

Nel numero di Novembre 1896 di questo periodico venne pubblicato uno studio di L. Anelli « sull'assorbimento dell'idrogeno da parte del platino a varie temperature ». Il metallo impiegato era in filo di mm. 0,1 di grossezza, avvolto ad elica di mm. 0,2 di passo attorno un bastoncino di vetro posto entro una canna di vetro chiusa all'estremità ed immersa in un bagno d'acqua. Le variazioni della pressione dell'idrogeno nell'interno della canna venivano misurate in modo analogo a quello pel termometro ad aria. Facendo di volta in volta attraversare il filo da correnti elettriche d'intensità successivamente crescente e misurando contemporaneamente l'aumentare della resistenza (col metodo del ponte di Wheatstone), egli lo riscaldava ed aveva modo di determinare le varie temperature alle quali l'andava portando.

L'Anelli manteneva costante ognuna di queste temperature per dieci minuti, indi aperto il circuito, prima di misurare l'assorbimento avvenuto, lasciava a sè l'apparecchio per tre quarti d'ora affinché il gas assumesse la temperatura del bagno.

Egli giunse sino a 200°; l'assorbimento totale fu di volumi 5 circa; visto anche l'andamento della curva del fenomeno, questo risultato appare conciliabile con quello ottenuto dal Graham a temperatura più elevata.

Vengo finalmente a parlare delle mie esperienze.

L'apparecchio di cui mi sono servito è rappresentato dalla fig. 1; l'insieme corrisponde al termometro ad aria. In A c'è un bulbo cilindrico di vetro contenente delle sottili laminette di platino e l'idrogeno. Mediante il tubo capillare *s* esso comunica col manometro ad aria libera BCD. Per impedire che eventuali bollicine di gas, derivanti dal tubo di gomma, possano andare a mescolarsi con l'idrogeno del serbatoio, in P è stata fatta una disposizione alla Bunten.

In Q si trova un robinetto a tre vie, che mediante il tubicino *q* può far comunicare l'apparecchio direttamente con l'esterno.

Il tubo che porta il bulbo è fisso, l'altro (D) si può far scorrere lungo un'asta cilindrica, fissare con una vite di

pressione m ed inalzare od abbassare lentamente in un piccolo intervallo per mezzo della vite fissa a piccolo passo t .

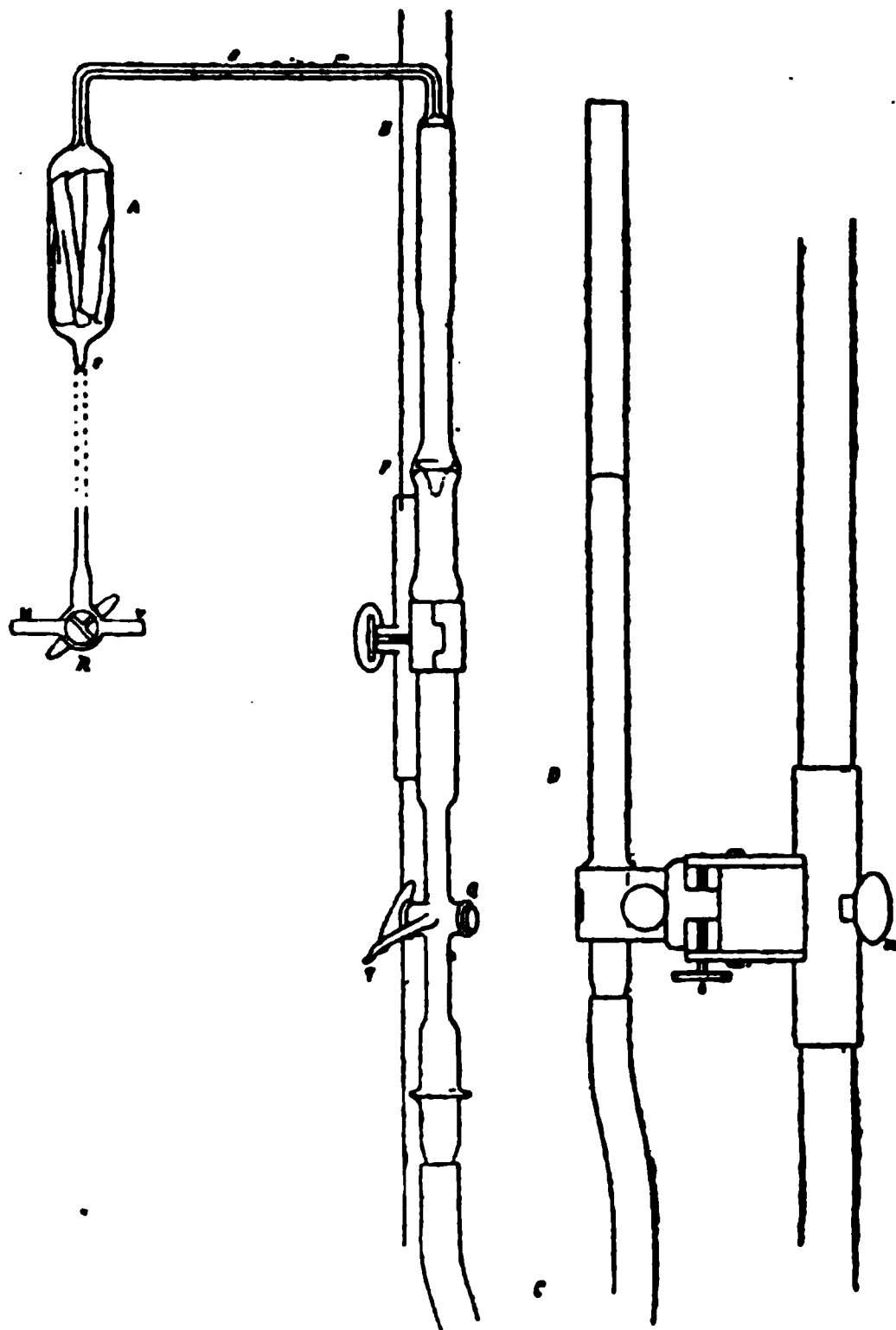


Fig. 1.

Mi son preparato l'idrogeno facendo reagire dell'acido solforico puro sopra dello zinco puro, in una bottiglia a due colli. Il gas dopo esser passato per due bottiglie di lavacro contenenti, la prima una soluzione di permanganato di potassa e potassa caustica, la seconda permanganato di potassa e acido solforico, andava a raccogliersi in un piccolo gasometro.

Prima di chiudere le laminette di platino nel bulbo A le ho arroventate per più di mezz'ora, quindi le ho pulite lavandole nella potassa caustica e tenendole per due ore nell'acido nitrico, concentrato, bollente.

Il bulbo A. del quale le varie parti furono opportunamente calibrate, alcune prima e altre dopo rinchiuso il platino, era dapprincipio congiunto mediante un tubo sottile ad un robinetto R a tre vie. Prima di riempire il serbatoio con l'idrogeno, procedetti alla essiccazione della parte ABQ dell'apparecchio nel modo seguente. Congiunta una serie di quattro bottiglie essiccanti, ad acido solforico, al tubetto *u* ed applicato una pompa ad acqua al cannello *q*, girati opportunamente i robinetti R e Q feci per parecchie ore passare dell'aria secca attraverso l'apparecchio, mentre con una fiamma a gas tenevo riscaldato il bulbo e gli altri tubi. Tutte queste cure erano necessarie pel fatto che il serbatoio fu ridotto alla sua forma definitiva dopo avervi introdotto il platino e che per determinarne il volume fu necessario riempirlo d'acqua. Tolta tutta l'umidità, rinnovai l'acido solforico delle bottiglie, congiunsi l'ultima al gasometro, ed al tubetto *v* applicai il tubo di aspirazione di una buona pompa Carré; versai quindi nel tubo D alquanto mercurio distillato nel vuoto e ben asciutto.

Con un maneggio che non mi dilungo a descrivere, facevo il vuoto nell'apparecchio mentre abbassavo il tubo D lungo l'asta di sostegno, in modo che il mercurio non salisse fino in P; quindi lasciavo entrare lentamente l'idrogeno puro e secco, e rifacevo di nuovo il vuoto. Ho ripetuto questa operazione sei o sette volte; quindi, fatto scendere il mercurio fin sotto al rubinetto Q, ho lasciato che per qualche tempo l'idrogeno fluisse liberamente, uscendo pel tubetto *q* che pescava in un bicchierino di mercurio. Finalmente, girato il rubinetto Q, ho fatto salire il mercurio sino quasi in B avendo avuto l'avvertenza di fare in modo che nella disposizione Buntén rimanesse imprigionato poco gas. Chiuso alla fiamma in *r* il bulbo, ho staccato il robinetto R. Per le calibrazioni fatte in precedenza e col mezzo di opportune segnature esistenti attorno *r* restava determinato con grande approssimazione il volume del serbatoio.

Nello sperimentare ho proceduto come segue:

Dapprima portava il bulbo alla temperatura alla quale voleva fare le mie osservazioni ed all'uopo mi sono servito, a seconda della temperatura che voleva raggiungere, di un ba-

TABELLA I.

| Num. pr. | D A T A | | Riscaldamento | | H occluso | |
|----------|----------------|----|---------------|-----------|---------------|-------------|
| | | | Temperatura | Durata | Vol. parziale | Vol. totale |
| 1 | 1897 da Aprile | 26 | | | | |
| | a Maggio | 3 | 11°—14° | giorni 7 | mmc. 3 | mmc. 3 |
| 2 | » | 5 | 50° | ore 1 | » 0 | » 3 |
| 3 | » | 7 | 60 | » 1 | » 0 | » 3 |
| 4 | » | 10 | 75 | » 2 | » 5 | » 8 |
| 5 | » | 26 | 75 | » 2 | » 10 | » 18 |
| 6 | » | 28 | 75 | » 2 | » 4 | » 22 |
| 7 | » | 30 | 100 | » 1 | » 20 | » 51 |
| 8 | Giugno | 1 | 100 | » 1 | » 7 | » 58 |
| 9 | » | 7 | 100 | » 2,5 | » 46 | » 104 |
| 10 | fino a Luglio | 9 | 20°—26° | giorni 32 | » 172 | » 276 |
| 11 | » | 10 | 100° | ore 7,2 | » 800 | » 1076 |
| 12 | » | 12 | 100 | » 12 | » 273 | » 1349 |
| 13 | » | 14 | 100 | » 12 | » 14 | » 1363 |
| 14 | » | 16 | 125 | » 9 | » 0 | » 1363 |
| 15 | » | 19 | 165 | » 7 | » 0 | » 1363 |
| 16 | » | 20 | 225 | » 2,7 | » 8 | » 1371 |
| 17 | » | 24 | 250 | » 9 | » 5 | » 1376 |
| 18 | » | 27 | 330 | » 8,7 | » 22 | » 1398 |
| 19 | da » | 27 | | | | |
| | a Dicembre | 4 | 26°—10° | gior. 130 | » 30 | » 1428 |
| 20 | » 9 e 10 | | 100° | ore 16 | » —15 | » 1413 |
| 21 | » 13 e 14 | | 100 | » 16 | » 0 | » 1413 |

Da questa tabella si rileva che durante i primi giorni (vedasi osservazione num. 1) alla temperatura ordinaria ed a temperature di poco superiori (oss. 2, 3) l'assorbimento del gas fu tanto piccolo, che il volume scomparso non esce dai limiti degli errori possibili di misura, data l'incertezza dovuta alla variabile convessità dei menischi del mercurio del manometro; solo verso i 75° (oss. 4, 5, 6) l'assorbimento fu ben rilevabile. A 100° (oss. 7, 8, 9) cominciò a delinearsi con sicurezza la forte influenza del riscaldamento. Però (oss. 10) anche alla temperatura ambiente per un tempo assai lungo (32 giorni) avvenne in seguito un assorbimento notevole. Ripetuti, lunghi, riscaldamenti a 100° (oss. 11, 12, 13) causarono un assorbimento tanto grande che solo a temperatura molto più alta (oss. 16, 17, 18) si potè rendere ancora evidente la continuità del fenomeno.

Si vede che già alla temperatura ordinaria il platino può caricarsi di tanto gas, che a temperature elevate ben poco ne viene ancora occluso. Anche da questa seconda serie appare che una volta avvenuta la saturazione del metallo, il riscaldamento rende sensibile il fenomeno dello spostamento dello zero, oppure un lieve svolgimento di gas condensato sulle pareti del bulbo o sulla superficie delle laminette.

Per quanto si riferisce alla totalità del gas assorbito i numeri delle precedenti tabelle mostrano che nella prima serie di osservazioni il platino ha assorbito un volume di idrogeno uguale a volte 9,1 il proprio; nella seconda serie l'assorbimento risultò di volumi 7,7. In media dunque pare che la saturazione si abbia con una quantità di idrogeno eguale in volume a circa 8,4 volte quella del metallo.

Le attuali osservazioni mostrerebbero che l'assorbimento dell'idrogeno può avvenire quasi completamente alla temperatura ordinaria, purchè il fenomeno duri per parecchi mesi.

La prima serie mette in evidenza il forte aumento che si ha nell'assorbimento alla temperatura di 100°.

Per determinare la legge della variazione della velocità dell'assorbimento colla temperatura, bisognerebbe dunque fare tante serie di osservazioni quante sono le temperature singole alle quali si vorrebbero fare le misure; queste serie dovrebbero avere lunghissima durata nel caso delle temperature basse.

È però da notare che i risultati delle attuali osservazioni valgono per platino a me fornito come puro ed impiegato nelle misure dopo il suo arroventamento al bianco in una fiamma a gas. La differenza di comportamento col platino puro adoperato da Mond, Ramsay e Shield, il quale anche riscaldato al rosso scuro non mostrò di assorbire quantità sensibili di idrogeno, si potrebbe ascrivere al fatto notato dal Berliner, dappoichè la lamina usata dai tre sperimentatori inglesi venne privata del gas occluso col solo riscaldamento al rosso scuro.

Per eseguire una misura si poneva a zero il galvanometro ed il corsoio *c*; indi si chiudeva il circuito in *t*, il galvanome-

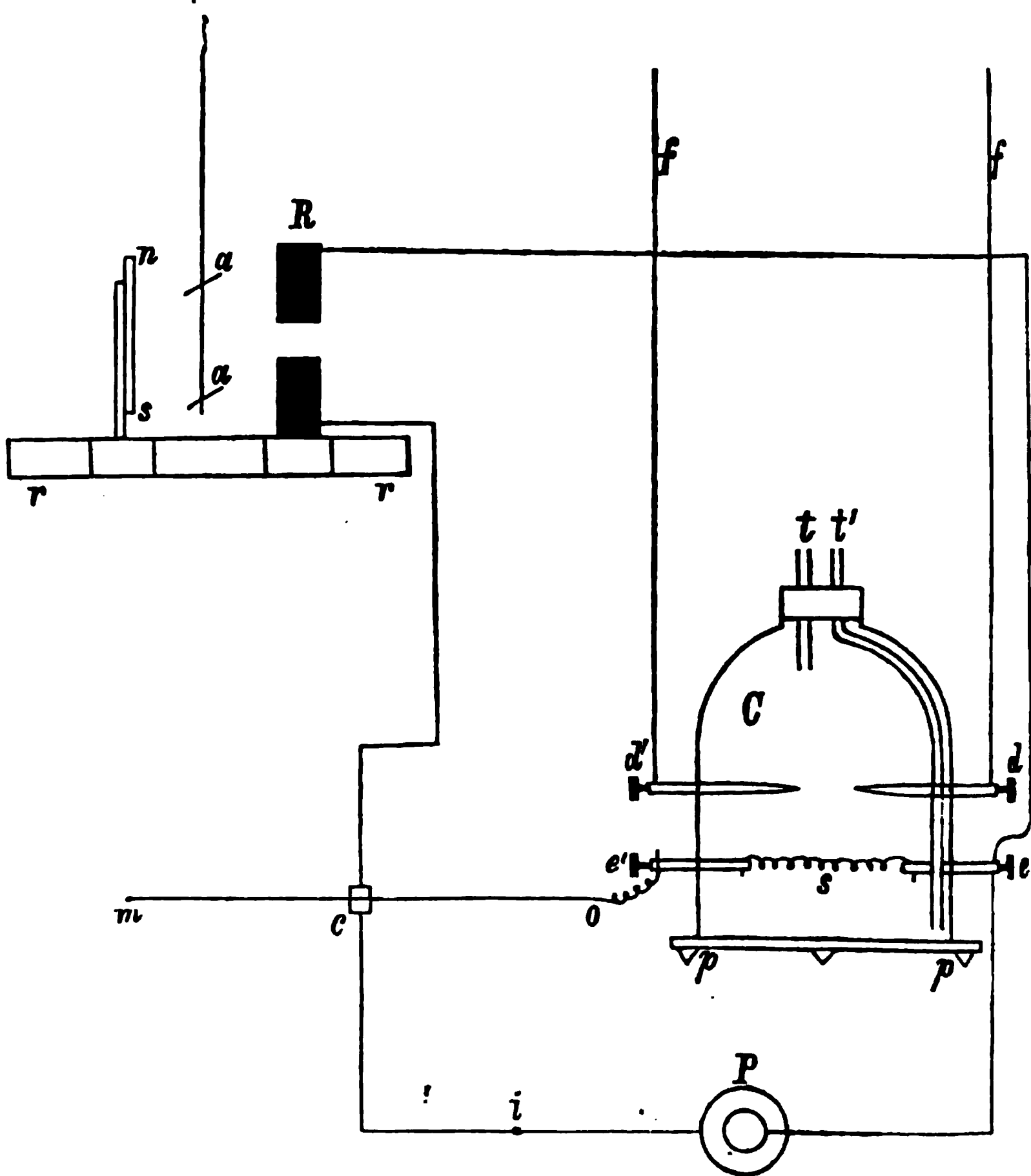


Fig. 1.

tro deviava fortemente e lo si riportava a 0° spostando opportunamente i rocchetti *R* ed un magnete *ns*, scorrevoli sul corsoio *rr*. Essendo così disposte le cose, ed essendo la spirale portata al rosso nascente dall' accumulatore *P*, si faceva passare una rapida serie di scintille fra *d* e *d'*; la spirale subito perdeva di splendore, ed il galvanometro deviava, per scemata resistenza di essa. Per ricondurlo a 0° si spostava il corsoio *c*

dovettero eseguire alla svelta, e si dovè raffreddare la campana con dei cencini inzuppati nell'alcool; e, ciò non ostante, spesso l'idrogeno sollevando per dilatazione la campana veniva espulso in parte. Da più misure trovai, come media, che a spira appena rossa la resistenza R compensatrice introdotta fu di 133 mm.

Sperimentando nell'idrogeno a spirale poco o punto rovente osservai, che l'effetto refrigerante delle scintille in sulle prime cresceva col riscaldarsi della spirale, poi diminuiva: cosicchè parrebbe vi fosse una temperatura critica della spirale alla quale risponderebbe il massimo effetto refrigerante delle scintille.

Questo fatto potei confermare sperimentando con la spirale nell'ossigeno riscaldata da corrente di diverse intensità, i .

Qui di seguito sono i risultati medi di più misure incrociate.

| Intensità i | R compensatrice |
|---------------|-------------------|
| 0,87 A | 192 |
| 1,40 | 359 |
| 2,14 | 261 |
| 2,88 | 180 |

Questi valori mostrano, che l'effetto massimo delle scintille si verificò con la spirale riscaldata della corrente di 1,4 A.

Per la spirale nel gas luce l'effetto massimo delle scintille s'ottenne quando essa era arroventata da una corrente di 2,5 A, come dai numeri seguenti.

| Intensità i | R compensatrice |
|---------------|-------------------|
| 1,43 A | 70 mm. |
| 2,50 | 270 |
| 3,70 | 168 |
| 4,70 | 137 |

Nell'anidride carbonica le esperienze dovettero farsi ancora rapidamente, pel suo rapido riscaldarsi al passaggio delle scintille; e sebbene raffreddassi la campana con cenci imbevuti di alcool, pure il gas dilatandosi, spesso veniva fuori a sbuffi. Il risultato medio di molte misure fu, che l'effetto refrigerante

Sperimentando una volta nell'anidride carbonica l'influenza della capacità del condensatore fu assai più distinto, come si vede dai valori medi che seguono, che ottenni con una corrente di 1,54 A, nella spirulina, e con una corrente nel rocchetto di 23 A.

| Numero delle giare | R compensatrice |
|--------------------|-----------------|
| 2 | 378 mm. |
| 4 | 170 |

In seguito volli provare l'influenza della densità dei gas, ed operai sull'aria a diverse pressioni, come segue. Nella campana facevo scattare, per mezzo di apposito apparecchino, 4 scintilline contemporaneamente, invece di una sola, ed i risultati medi furono i seguenti, essendo $i = 1,4$ A.

| Pressione dell'aria | R compensatrice |
|---------------------|-----------------|
| 752 mm. | 341 mm. |
| 362 | 300 |
| 252 | 281 |
| 15 | 35 |

Si scorge, che l'effetto refrigerante dell'aria scintillata decresce con la sua pressione, in principio lentamente in seguito rapidamente.

Da ultimo feci una lunghissima serie di esperienze per determinare l'influenza della lunghezza delle scintille. I risultati che ottenni erano sempre fra loro discordanti; ed in ultimo mi avvidi, che la differenza era in gran parte dovuta al variare della posizione, che la scintilla prendeva rispetto alla spirale, al variare della sua lunghezza. Sperimentando come di consueto nella campana con le scintille al disopra della spirale e parallele ad essa vidi, che la loro virtù refrigerante era minima se balenavano a destra o sinistra della spirale, e massima quando vi scattavano direttamente disopra.

Questo fatto, più e più volte osservato, mi fece supporre, che il potere refrigerante dei gas scintillati potesse attribuirsi in tutto, od in buona parte, ad una azione meccanica delle scintille. Esse, nell'attraversare i gas, oltre al riscaldarli un

può spiegarsi ammettendo, che, sebbene le particelle d'aria direttamente proiettate dalle scintille non pervenissero alla spirale, pure vi arrivavano in copia, quelle riflesse prima sul fondo della campana e poi sulla doccia.

Questa riflessione dell'aria sul fondo della campana realmente si verifica, ed ha grandissima influenza sui fenomeni che studiamo. Per metterla in evidenza feci due serie di misure simili, con la campana ripiena di aria e con scintille di 40 mm., rinforzate da due giare.

Nella prima, operai come al solito, e l'azione refrigerante dell'aria scintillata fu compensata da una resistenza R di oltre 780 mm. Nella seconda serie di misure disposi sulla base della campana uno strato di ovatta, per impedirvi ogni riflessione delle particelle d'aria proiettate dalle scintille. Ripetute le esperienze osservai, che la spirale invece di raffreddarsi, al balenare delle scintille, si riscaldava ed occorre togliere dal circuito della spirale una resistenza di 120 mm. in media, per ricondurre a 0° il galvanometro.

Da questi diversi fatti risulta chiaro, che l'azione delle scintille è duplice. Dall'una parte esse riscaldano la spirale, sia per irradiazione sia riscaldando il gas, e così ne aumentano la resistenza. Dall'altra parte, le scintille proiettano le particelle fredde dell'aria circostante le quali, e direttamente e riflesse sulle pareti del recipiente, pervengono sulla spirale e la raffreddano per contatto e trasporto. Ed a seconda che prevalga l'una o l'altra azione si nota il riscaldamento od il raffreddamento della spirale. Ed è perciò necessario, per osservare il raffreddamento di sperimentare rapidamente e prima che il gas riscaldi la spirale, come avveniva sperimentando con l'idrogeno e l'anidride carbonica.

A mettere in evidenza questi movimenti gassosi dovuti alle scintille, sperimentai nel modo che segue. Pel tubo t' (fig. 3) spinsi lentamente nella campana del fumo di tabacco

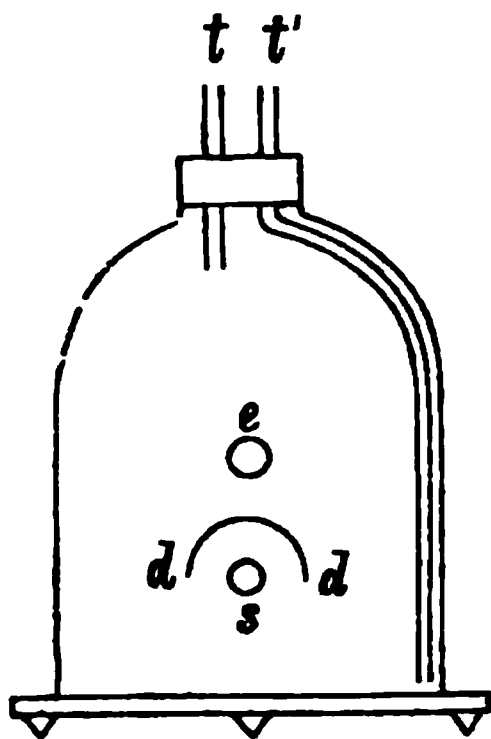


Fig. 3.

scintille, le quali poco o punto smuovono le particelle dell'ipozotide. Soffiai difatti, adagio adagio, sul fondo della solita campana, piena d'ipozotide, uno straterello di fumo di tabacco, grosso circa 1 cm, che vi rimase tranquillo e ben limitato. Facendo scattare le scintille nella campana il fumo rimase immobile, e solo dopo molto tempo cominciò a smuoversi e sollevarsi lentissimamente. Ciò mostra, che le scintille scuotono poco o punto le particelle dell'ipozotide; nè potrebbe questo fatto attribuirsi alla sua debole resistenza, giacchè, per contro, esso è sensibilmente più resistente dell'aria. Così, mentre nell'aria le scintille saltavano a 55 mm. di distanza, nell'aria carica d'ipozotide saltavano a soli 46 mm., e con più forte crepitio.

Il fumo soffiato in fondo alla campana piena di anidride carbonica si sollevò, perchè più leggiero, formando in alto uno strato ben distinto. Allo scattare delle scintille l'anidride s'agitò ed il fumo si diffuse subito, ma forse un po' meno rapidamente che nell'aria.

Perciò la diversa agitazione, provocata dalle scintille nei gas, non può dipendere soltanto dalla diversa loro densità, giacchè mentre nell'ipozotide l'agitazione è quasi nulla, essa è vivissima nell'anidride, sebbene le loro densità (23 e 22) sieno quasi eguali.

Feci inoltre, un'altra esperienza. Riempii la campana con moltissimi vapori di bromo densissimi, che avevano il colore del vino di Marsala carico. Fatto scattare le scintille la spirale si raffreddava alla maniera ordinaria, per la proiezione delle particelle d'aria. Ciò conferma, che la difficoltà a muoversi dell'ipozotide nell'aria non dipende solo dalla sua densità, che è molto minore di quella dei vapori di bromo. Quasi si direbbe che i vapori d'ipozotide avessero una viscosità loro propria, da renderli in condizioni affatto speciali.

Le precedenti osservazioni mi spinsero ad investigare il modo di diffondersi del fumo in alcuni gas, e mi avvidi che il fenomeno è complesso e non dipende solo dalla loro diversa densità.

Introdussi del fumo di tabacco, spingendolo lentamente dall'alto nella solita campana ripiena d'aria, ed esso cadde al

rato ben netto e limitato.
carica di vapori d' ipo-
rato in basso, soltanto se
un tubo verticale, che
fumo si fa arrivare dal-
o.

o d'idrogeno, il fumo,
o, specialmente nell'idro-

geno, invece di raccogliersi in fondo, come potrebbe supporre
per la densità sua. Anzi se si lascia cadere il fumo dall' alto,
lo si vedrà discendere in cumoli od in fletto, fino al fondo
della campana, d'onde, quasi rimbalzando, si solleverà diffon-
dendosi in tutta la campana.

Nell'anidride carbonica, invece, il fumo si solleva e rac-
coglie, senza diffondersi, in alto della campana in uno stato
ben definito, come esige la sua densità.

Così che, in conclusione, nell' aria pura o carica d' ipo-
azotide, gas densissimo, il fumo può raccogliersi in uno strato,
in fondo del recipiente.

Nell'anidride carbonica il fumo, per essere più leggiero,
vi galleggia in uno strato ben definito. Nel gas luce e nell'i-
drogeno il fumo, sebbene più pesante, subito si solleva e dif-

OVI

AL BOURG DES LONGITUDES.

ilicato, come fa ogni anno,
des per il 1899.

e sempre, una gran quan-
gli ingegneri e agli scien-
iomiche e statistiche e al-
e varie notizie scientifiche.
amente interessante quella
ier sopra il *Siderostato a*
l'istanza focale e un metro

e venticinque d'apertura, che egli costruisce per l'esposizione del 1900.

Si tratta di un lavoro grandioso e delicatissimo, in buona parte già eseguito. La disposizione sarà la seguente :

Un siderostato tipo Foucault, munito di uno specchio di vetro, argentato anteriormente, di due metri di diametro manderà i raggi provenienti dai corpi celesti nel canocchiale astronomico, posto orizzontalmente, costituito da un gran tubo di lamiera di ferro di 60 metri di lunghezza e di metri 1,50 di diametro. Questo canocchiale sarà munito di due obiettivi, l'uno per le osservazioni dirette, l'altro per le fotografie, e dalla parte oculare di due dispositivi corrispondenti, cioè di un oculare con speciali montature per le osservazioni dirette e di uno *chassis* per le prove fotografiche.

È interessantissima la descrizione dei mezzi straordinari usati per la costruzione e lavoro ottico dello specchio del siderostato, pezzo colossale del peso di 3600 chilogrammi.

L'annuario contiene inoltre le seguenti notizie. *Sui palont-scandagli* (sondes) di M. Bouquet de la Grye e *Sopra la Geodesia moderna in Francia*, del Colonnello Bassot.

L. PUCCIANI.

**FORMULARIO SCOLASTICO DI MATEMATICA ELEMENTARE, ARITMETICA,
ALGEBRA, GEOMETRIA E TRIGONOMETRIA.**

del Prof. M. A. ROSSOTTI.

Fa parte della collezione dei manuali Hoepli. È una riunione di tavole chiare e precise, che raccolgono i risultati delle quattro scienze matematiche elementari, nell'ordine stesso tenuto di solito nelle nostre scuole. Chi sapendo il concetto non ricordi con precisione la formula e la regola, la ritrova con tutta facilità, e senza perdita di tempo in questo libretto.

Esso è perciò da raccomandare come molto utile ai cultori della fisica, che hanno bisogno spessissimo di applicare con piena sicurezza regole e formule, specialmente di geometria e trigonometria piana e sferica.

L. PUCCIANI.

Le misure del Rowland dell'equivalente meccanico del calore, fatte nel 1877-78, sono forse le migliori fra quelle nelle quali il calore è prodotto dalla spesa di una energia meccanica. In esse la quantità dt° fu misurata con la scala assoluta determinata per mezzo del termometro ad aria. Lo scopo delle ricerche dell'A. è quello di confrontare questa scala assoluta, rappresentata dai termometri del Rowland, con la scala ad idrogeno dell'archivio internazionale di Pesì e Misure di Sèvres. A questo proposito possiede tre termometri Tonnelot che erano stati studiati nell'archivio internazionale e confrontati coi campioni in diversi punti della scala, e li confronta coi tre adoprati dal Rowland nelle sue misure; determina le differenze che esistono fra loro e calcola quindi le corrispondenti correzioni al valore dell'equivalente meccanico.

Il confronto non spiega il disaccordo esistente fra il valore dato dal Rowland per l'equivalente meccanico del calore, e gli alti valori trovati più recentemente coi metodi elettrici, e mostra che forse il disaccordo non è dovuto ai termometri usati. È probabile anche che sia dovuto ad errori commessi nella misura dell'energia nelle esperienze del Rowland oppure nei metodi elettrici.

Il fatto più importante di questo confronto è che la curva corretta dei risultati del Rowland ha lo stesso andamento di quella rappresentante la variazione del calore specifico dell'acqua con la temperatura fra 15° e 25° dovuta al Griffith.

Questo fatto mostra la differenza che la possibilità sopra accennata sia dovuta ad errori nei campioni usati piuttosto che nelle esperienze stesse.

WILLS A. P. *Sulla suscettibilità delle sostanze diamagnetiche e debolmente magnetiche* (pp. 223-238). — Fino dal 1895 l'A. si era proposto di determinare la suscettibilità dei corpi col sospendere un elissoide di una sostanza in un campo magnetico omogeneo e osservare il tempo di oscillazione in un campo conosciuto e poi in un campo nullo. Se non che le sue prove fallirono pel fatto che non fu possibile ottenere un campo sufficientemente uniforme, giacchè l'effetto che cercava di osservare dipendeva dal quadrato di una piccolissima quantità α (suscettibilità) mentre l'effetto dovuto alla non uniformità del campo variava con la prima potenza di α . Scopo della presente memoria è di descrivere un metodo per determinare α pei corpi nei quali esso è estremamente piccolo, tanto positivo come negativo, e di dare i risultati ottenuti dalle esperienze fatte sopra un gran numero di sostanze.

Wiedemann's Annalen. Vol. LXIII.

(IV del 1897, pubblicato nel cinquantésimo anniversario della laurea
del Prof. Gustavo Wiedemann ¹⁾).

BJERKNES. C. A. *Sopra uno sviluppo ulteriore del modello idrodinamico per i fenomeni elettrici. — Passaggio dal caso della statica a quello del movimento* (pp. 91-96). — L'A. mostrò fin dal 1881 che una sfera pulsante, immersa in un fluido incompressibile, costituisce un'immagine di un punto elettrizzato; in questa nota è indicato sommariamente come il modello si possa estendere per diverse vie ai fenomeni dinamici. Quanto alle particolarità è giuocoforza rimandare all'originale.

DEFREGGER R. *Su l'effetto longitudinale termomagnetico nel bismuto* (pp. 97-102). — Osservazioni di poca importanza sopra il fenomeno scoperto da A. v. Ettingshausen e W. Nernst (Wied. Ann. XXIX, 343, 1886).

FÖPPL A. *Su la durezza meccanica dei metalli, particolarmente dell'acciaio* (pp. 103-108). — L'A., senza conoscere i lavori dell'Auerbach, ha seguito un procedimento simile in tutto a quello usato da questo sperimentatore, impiegandolo allo studio della durezza dei metalli.

I campioni, da sottoporsi alla prova, venivano tagliati in piccole lastre, spesse 7 o 8 mm. larghe 15 o 20 e lunghe parecchi centimetri. Una delle faccie laterali poi si lavorava a forma di cilindro, con il raggio di 20 mm. Di ogni sostanza si prendevano due di tali lastre e si sovrapponevano incrociate esponendole ad una compressione.

Le faccie cilindriche dopo l'esperienza, conservano una breve traccia di forma circolare; l'area della quale cresce in proporzione con la forza esercitata. Questo rapporto costante si può prendere come una misura della durezza. Degno di nota è il fatto che la costante di proporzionalità dipende, oltre che dalla natura del campione, anche dal raggio della faccia cilindrica. Quando il metodo entrasse nella pratica sarebbe quindi opportuno di scegliere per tale raggio una grandezza determinata. L'A. propone quella di 20 mm.

TOEPLER M. *Scarica stratificata nell'aria* (pp. 109-116). — Si possono ottenere delle apparenze luminose stratificate nell'aria alla pressione atmosferica interponendo fra le palline dello spin-

1) Continuazione (V. N. Cim., pag. 343, Novembre 1898).

del conduttore stesso isolato. Se poi il filo si stacca dalla lastra, ma si tiene in presenza di questa, tutto accade come se vi fosse nello spazio un'altra corrente uguale, e disposta simmetricamente rispetto al piano del ferro.

Fenomeni in tutto simili si osservano impiegando un solenoide in luogo del conduttore rettilineo.

FRÖLICH I. *Campione di autoinduzione in forma di anello* (pp. 142-153). — L'A. si è proposto di costruire un campione di tale natura che il suo coefficiente di autoinduzione si potesse calcolare con una sicurezza sufficiente.

La forma scelta è quella di un anello a sezione rettangolare, sul quale è avvolta, in un unico strato, una serie di spire, che ne coprono tutta la superficie. L'anima dell'anello risulta di marmo di Carrara.

Il coefficiente calcolato dall'A., tenendo conto della correzione risultante dallo spessore del filo, è fornito da

$$L = 2 n^2 h \log \left(\frac{r_2}{r_1} \right) - 2 n^2 h 0,28721 \left[\rho \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) + \frac{2\rho}{4} \log \left(\frac{r_2}{r_1} \right) \right]$$

nella quale relazione n è il numero delle spire, h l'altezza dell'anello, r_1 e r_2 il raggio interno e l'esterno di esso 2ρ è lo spessore del filo (ignudo).

Per il campione costruito dal Frölich questa formola somministra un valore perfettamente soddisfacente.

La correzione dovuta allo spessore del filo arriva ad un millesimo circa di L .

WIEDEBURG O. *Sopra un fondamento fisico della dottrina dell'evoluzione* (pp. 154-159). — Considerazioni di interesse prevalentemente teorico sopra le proprietà di *isteresi* dei corpi solidi; presa la parola in un senso affatto generale. Seguirebbe dai calcoli dell'A. che nessun sistema può mai nella natura compiere un processo veramente ciclico.

DORN E. *Sopra il riscaldamento prodotto dai raggi del Röntgen* (pp. 160-176). — L'A. si è servito per le sue esperienze di una *livella a pressione* del Töpler (cfr. *N. Cim.* (4), 3, pag. 121), esponendo alla radiazione uno dei due recipienti che terminano il capillare.

Finchè l'apparecchio contiene solamente un gas (aria o acido carbonico) il tubo del Röntgen non produce un dislivello di pressione sensibile; invece si avverte un riscaldamento quando nel gas si dispongano delle laminette metalliche assorbenti (stagno, platino, palladio). Il sig. Dorn ha determinato la quantità

Quanto ai particolari della costruzione si veda la nota originale.

V. LANG V. *Su la forza controelettromotrice dell'arco formato con elettrodi di alluminio* (pp. 191-194). — Fu indicato da parecchi, e ultimamente dal Grätz, che un voltmetro, nel quale un elettrodo sia costituito da alluminio e l'altro da un corpo indifferente (carbone, platino, ecc.) può servire per raddrizzare le correnti alternative; in questo senso che esso dà luogo senza impedimento ai soli flussi che escono per l'alluminio.

Il v. Lang trova ora che l'arco formato fra una bacchetta d'alluminio e una di carbone può rendere lo stesso servizio; però la corrente continua, che s'ottiene, è diretta dall'alluminio al carbone.

POCKELS F. *Sopra il comportamento magnetico di certe rocce basaltiche* (pp. 195-201). — L'A. comunica alcuni risultati numerici ottenuti con lo studio di tre campioni differenti di basalto. La permeabilità, per piccole forze magnetizzanti, appare compresa fra 1,079 e 1,108. Questi valori così tenui permettono di concludere che il magnetismo indotto nelle rocce in posto dal campo terrestre è senza dubbio troppo debole per alterare sensibilmente il campo stesso; se certi campioni, studiati dal Folgheraiter presentano una polarizzazione permanente apprezzabile, questo si deve alla durata dell'azione, oppure all'influenza esercitata durante il raffreddamento lento. Quanto ai *punti isolati*, fortemente magnetici, che si incontrano qua e là su le rocce dei monti, è giuoco forza attribuirli ad un effetto delle scariche atmosferiche. Taluni esemplari studiati dall'A. gli hanno permesso di calcolare l'ordine di grandezza del flusso magnetizzante; questo sarebbe stato, in quattro casi che egli riferisce, di 2900, 6100, 6600 e 10800 Amp. ordinatamente.

A. GARBASSO.

DELL' INTEGRAZIONE DELLE EQUAZIONI DELL' EQUILIBRIO DEI SOLIDI ELASTICI
ISOTROPI PER DATI SPOSTAMENTI IN SUPERFICIE,

del Prof. G. LAURICELLA.

In una recente Nota « *Sur les équations de la théorie de l'élasticité* » i sigg. E. e F. Cosserat pongono la quistione dell' integrazione delle equazioni indefinite

$$(1) \left\{ \begin{array}{l} \Delta^2 u + k \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0, \quad \Delta^2 v + k \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0, \quad \Delta^2 w + k \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0 \\ \theta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \end{array} \right.$$

per date condizioni nei punti della superficie di un certo campo a tre dimensioni e per qualunque valore del parametro k . Tale quistione equivale all' altra dell' integrazione delle equazioni dell' equilibrio dei corpi elastici, quando i valori di questo parametro sono compresi tra due certi limiti finiti, positivi e discosti da zero, dipendenti dai valori delle costanti di isotropia; di modo che, avuto speciale riguardo a questo problema della fisica-matematica, ci si può limitare senz' altro ai soli valori positivi di k .

In una Memoria, inserita negli *Annali della R. Scuola Normale Superiore di Pisa* *), applicando il noto metodo di Neumann, dimostrai l' esistenza degli integrali delle equazioni (1), corrispondenti a dati spostamenti in superficie, per valori sufficientemente piccoli del parametro k ; di guisa che può darsi benissimo, come ivi feci pure notare, che tali valori di k non corrispondano ad alcun caso di corpi elastici isotropi; mentre poi, come osservano i sigg. Cosserat, l' unicità degli integrali delle equazioni (1) è stata stabilita dal Betti solo per valori di k superiori ad $\frac{1}{2}$.

Fermandomi sempre al caso di dati spostamenti in superficie da un punto di vista si-

mile a quello secondo cui è stato considerato dal Poincaré il problema generale delle temperature stazionarie ¹⁾, e per via di successive *approssimazioni successive* dimostro l'esistenza degli integrali delle equazioni (2) per qualsiasi valore positivo del parametro k e per tutti quei campi per i quali è assicurata la possibilità della risoluzione del *problema di Dirichlet*. L'unicità poi di questi integrali risulta in modo abbastanza semplice.

Il presente lavoro si compone di due parti: nella prima sono stabilite alcune formole che formano la base di tutti i calcoli; nella seconda è dimostrata l'unicità degli integrali delle (2) e sono dati gli sviluppi di questi integrali in serie di potenze del parametro k .

Parte I.

Formole fondamentali.

1. Sia θ' una funzione armonica regolare insieme alle sue derivate dei primi due ordini nei punti di un campo a tre dimensioni S , e siano u'' , v'' , w'' tre funzioni regolari determinate in modo che nei punti (x, y, z) del campo S soddisfino alle equazioni indefinite:

$$\Delta^2 u'' + \frac{\partial \theta'}{\partial x} = 0, \quad \Delta^2 v'' + \frac{\partial \theta'}{\partial y} = 0, \quad \Delta^2 w'' + \frac{\partial \theta'}{\partial z} = 0$$

e nei punti del contorno σ di questo campo si annullino.

Indicando con r il raggio che va da un certo punto (x, y, z) di S ad un altro punto qualsiasi (x', y', z') e con p la normale nei punti di σ diretta nell'interno di S , si può scrivere, come è noto,

$$(1) \quad u'' = \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{1}{r} \frac{\partial \theta'}{\partial x'} dS - \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \frac{1}{r} \frac{\partial u''}{\partial p} d\sigma.$$

1) Sur les équations de la physique mathématique. Rendiconti del Circ. Mat. di Palermo, anno 1894.

Se g poi è quella funzione regolare armonica dei punti del campo S , che nei punti di σ coincide con la funzione $\frac{1}{r}$, avremo dalla formola precedente:

$$(1)' \quad u'' = \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\partial \theta'}{\partial x'} \left(\frac{1}{r} - g \right) dS;$$

ed integrando per parti:

$$(2) \quad u'' = \frac{1}{4\pi} \int_S \theta' \frac{\partial}{\partial x'} \left(g - \frac{1}{r} \right) dS.$$

Similmente si avrà:

$$(2)' \quad \left\{ \begin{array}{l} v'' = \frac{1}{4\pi} \int_S \theta' \frac{\partial}{\partial y'} \left(g - \frac{1}{r} \right) dS, \\ w'' = \frac{1}{4\pi} \int_S \theta' \frac{\partial}{\partial z'} \left(g - \frac{1}{r} \right) dS. \end{array} \right.$$

La (1)' e le altre due formole analoghe ci danno poi derivando sotto il segno:

$$3) \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u''}{\partial x} = \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\partial \theta'}{\partial x'} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r} - g \right) dS, \quad \frac{\partial u''}{\partial y} = \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\partial \theta'}{\partial x'} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{r} - g \right) dS, \\ \frac{\partial u''}{\partial z} = \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\partial \theta'}{\partial x'} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} - g \right) dS, \\ \frac{\partial v''}{\partial x} = \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\partial \theta'}{\partial y'} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r} - g \right) dS, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \\ \frac{\partial w''}{\partial x} = \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\partial \theta'}{\partial z'} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r} - g \right) dS, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \end{array} \right.$$

2. Si derivi la (1) rispetto ad x . Si ha ovviamente:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u''}{\partial x} &= \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{r} \frac{\partial \theta'}{\partial x'} dS - \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{r} \frac{\partial u''}{\partial p} d\sigma \\ &= -\frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\partial}{\partial x'} \frac{1}{r} \frac{\partial \theta'}{\partial x'} dS + \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \frac{\partial}{\partial x'} \frac{1}{r} \frac{\partial u''}{\partial p} d\sigma. \end{aligned}$$

Chiamata g_1 una funzione dei punti di S armonica e regolare insieme alle sue derivate dei primi tre ordini e tale che nei

punti di σ coincide con la funzione $\frac{\partial}{\partial x'} \frac{1}{r}$, risulterà dalla formula precedente:

$$\frac{\partial u''}{\partial x} = -\frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\partial}{\partial x'} \frac{1}{r} \frac{\partial \theta'}{\partial x'} dS + \frac{1}{4\pi} \int_S g_1 \frac{\partial \theta'}{\partial x'} dS.$$

Questa ci dà mediante integrazioni per parti:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u''}{\partial x} &= \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \theta'}{\partial x'^2} dS - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta' \frac{\partial g_1}{\partial x'} dS + \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \frac{1}{r} \frac{\partial \theta'}{\partial x'} \cos p x d\sigma \\ &\quad - \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \theta' g_1 \cos p x d\sigma \\ &= \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \theta'}{\partial x'^2} dS - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta' \frac{\partial g_1}{\partial x'} dS + \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \frac{1}{r} \frac{\partial \theta'}{\partial x'} \cos p x d\sigma \\ &\quad - \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \theta' \frac{\partial}{\partial x'} \frac{1}{r} \cos p x d\sigma. \end{aligned}$$

Similmente, chiamando g_2, g_3 due funzioni analoghe alla g_1 che nei punti di σ prendono rispettivamente i valori

$\frac{\partial}{\partial y'} \frac{1}{r}, \frac{\partial}{\partial z'} \frac{1}{r}$, si potrà scrivere:

$$\begin{aligned}
 \theta'' = & \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \theta'}{\partial y'^2} dS - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta' \frac{\partial g_1}{\partial y'} dS + \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \frac{1}{r} \frac{\partial \theta'}{\partial y'} \cos p y d\sigma - \\
 & - \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \theta' \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial y'} \cos p y d\sigma,
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \theta'' = & \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \theta'}{\partial z'^2} dS - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta' \frac{\partial g_2}{\partial z'} dS + \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \frac{1}{r} \frac{\partial \theta'}{\partial z'} \cos p z d\sigma - \\
 & - \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \theta' \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z'} \cos p z d\sigma,
 \end{aligned}$$

Posto:

$$\theta'' = \frac{\partial u''}{\partial x} + \frac{\partial v''}{\partial y} + \frac{\partial w''}{\partial z},$$

este formole ci danno:

$$\begin{aligned}
 \theta'' = & \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{1}{r} \Delta^2 \theta' dS - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta' \left(\frac{\partial g_1}{\partial x'} + \frac{\partial g_2}{\partial y'} + \frac{\partial g_3}{\partial z'} \right) dS + \\
 & + \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \frac{1}{r} \frac{\partial \theta'}{\partial p} d\sigma - \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \theta' \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial p} d\sigma,
 \end{aligned}$$

poichè:

$$\Delta^2 \theta' = 0, \quad \theta' = \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \left(\theta' \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial p} - \frac{1}{r} \frac{\partial \theta'}{\partial p} \right) d\sigma,$$

isulterà finalmente:

$$4) \quad \theta'' = -\theta' - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta' \left(\frac{\partial g_1}{\partial x'} + \frac{\partial g_2}{\partial y'} + \frac{\partial g_3}{\partial z'} \right) dS.$$

$$(7) \quad \int_S \Sigma u' X dS - \int_S \Sigma u X' dS = \int_{\sigma} \Sigma u' \left(\frac{\partial u}{\partial p} + k \theta \cos p x \right) d\sigma - \\ - \int_{\sigma} \Sigma u \left(\frac{\partial u'}{\partial p} + k \theta' \cos p x \right) d\sigma,$$

che è la formola del Betti leggermente modificata.

4. Le funzioni

$$u' = \frac{1}{r} - \frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial^2 r}{\partial x^2}, \quad v' = -\frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial^2 r}{\partial x \partial y}, \\ w' = -\frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial^2 r}{\partial x \partial z},$$

sono integrali delle equazioni (6)' corrispondenti a $X'=Y'=Z'=0$, che nel punto (x, y, z) di S hanno una singolarità polare insieme alle loro derivate dei vari ordini. Isolando questo punto ed applicando la formola (7), è facile ottenere la formola:

$$(8) \quad u = \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma u' X dS - \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u' \left(\frac{\partial u}{\partial p} + k \theta \cos p x \right) d\sigma + \\ + \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u \left(\frac{\partial u'}{\partial p} + k \theta' \cos p x \right) d\sigma,$$

che è la prima delle note formole del Somigliana un po' modificata.

Nello stesso modo, posto:

$$u'' = -\frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial^2 r}{\partial y \partial x}, \quad v'' = \frac{1}{r} - \frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial^2 r}{\partial y^2}, \\ w'' = -\frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial^2 r}{\partial y \partial z}, \\ u''' = -\frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial^2 r}{\partial z \partial x}, \quad v''' = -\frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial^2 r}{\partial z \partial y}, \\ w''' = \frac{1}{r} - \frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial^2 r}{\partial z^2},$$

si possono dedurre le formole:

$$(8)' \left\{ \begin{aligned} v &= \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma u'' X dS - \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u'' \left(\frac{\partial u}{\partial p} + k \theta \cos px \right) d\sigma \\ &\quad + \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u \left(\frac{\partial u''}{\partial p} + k \theta'' \cos px \right) d\sigma, \\ w &= \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma u''' X dS - \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u''' \left(\frac{\partial u}{\partial p} + k \theta \cos px \right) d\sigma \\ &\quad + \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u \left(\frac{\partial u'''}{\partial p} + k \theta''' \cos px \right) d\sigma, \end{aligned} \right.$$

5. Sia $\theta^{(1)}$ una funzione armonica analoga alla θ' del § e siano $u^{(2)}$, $v^{(2)}$, $w^{(2)}$ integrali regolari delle equazioni ind finite

$$\left\{ \begin{aligned} \Delta^2 u^{(2)} + k \frac{\partial \theta^{(2)}}{\partial x} + \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x} &= 0 \\ \Delta^2 v^{(2)} + k \frac{\partial \theta^{(2)}}{\partial y} + \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial y} &= 0 \\ \Delta^2 w^{(2)} + k \frac{\partial \theta^{(2)}}{\partial z} + \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial z} &= 0 \\ \theta^{(2)} &= \frac{\partial u^{(2)}}{\partial x} + \frac{\partial v^{(2)}}{\partial y} + \frac{\partial w^{(2)}}{\partial z}, \end{aligned} \right.$$

che nei punti di σ prendono valori nulli. Le formole (8), (9) ci danno:

$$(9) \left\{ \begin{aligned} u^{(2)} &= \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma u' \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS - \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u' \left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial p} + k \theta^{(2)} \cos px \right) d\sigma \\ v^{(2)} &= \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma u'' \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS - \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u'' \left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial p} + k \theta^{(2)} \cos px \right) d\sigma \\ w^{(2)} &= \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma u''' \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS - \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u''' \left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial p} + k \theta^{(2)} \cos px \right) d\sigma \end{aligned} \right.$$

Indichiamo con $g_1', g_2', g_3'; g_1'', \dots; g_1''', \dots$ tre sistemi funzioni regolari in tutto S , insieme alle loro derivate delle quali avremo di bisogno, che siano integrali delle equazioni definite

$$)'' \quad \begin{cases} \Delta^2 g_1 + k \frac{\partial \theta_g}{\partial x} = 0 \\ \Delta^2 g_2 + k \frac{\partial \theta_g}{\partial y} = 0 \\ \Delta^2 g_3 + k \frac{\partial \theta_g}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad \left(\theta_g = \frac{\partial g_1}{\partial x} + \frac{\partial g_2}{\partial y} + \frac{\partial g_3}{\partial z} \right)$$

che nei punti di σ coincidano colle funzioni $u', v', w'; u'', \dots; u''', \dots$ che compariscono nelle (9).

Facendo uso delle (7) si ottengono le formole

$$\int_S \Sigma g_1' \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS = \int_{\sigma} \Sigma g_1' \left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial p} + k \theta^{(2)} \cos p x \right) d\sigma =$$

$$= \int_{\sigma} \Sigma u' \left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial p} + k \theta^{(2)} \cos p x \right) d\sigma,$$

$$\int_S \Sigma g_1'' \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS = \int_{\sigma} \Sigma u'' \left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial p} + k \theta^{(2)} \cos p x \right) d\sigma,$$

$$\int_S \Sigma g_1''' \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS = \int_{\sigma} \Sigma u''' \left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial p} + k \theta^{(2)} \cos p x \right) d\sigma,$$

quali insieme alle (9) ci danno:

$$0) \quad u^{(2)} = \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma (u' - g_1') \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS, \quad v^{(2)} = \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma (u'' - g_1'') \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS,$$

$$w^{(2)} = \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma (u''' - g_1''') \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS.$$

Da queste formole, integrando per parti ed osservando che nei punti di σ si ha

$$u' - g_1' = v' - g_2' = w' - g_3' = u'' - g_1'' = \dots = u''' - g_1''' = \dots = 0,$$

risultano le altre:

$$(11) \quad u^{(2)} = \frac{1}{4\pi} \int_S \theta^{(1)} \Sigma \frac{\partial}{\partial x'} (g_1' - u') dS, \quad v^{(2)} = \frac{1}{4\pi} \int_S \theta^{(1)} \Sigma \frac{\partial}{\partial x'} (g_1'' - u'') dS,$$

$$w^{(2)} = \frac{1}{4\pi} \int_S \theta^{(1)} \Sigma \frac{\partial}{\partial x'} (g_1''' - u''') dS.$$

Dalle (10), derivando sotto il segno, si ha ancora:

$$(12) \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{\partial u^{(2)}}{\partial x} &= \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma \frac{\partial(u' - g_1')}{\partial x} \cdot \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS, & \frac{\partial v^{(2)}}{\partial x} &= \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma \frac{\partial(u'' - g_1'')}{\partial x} \cdot \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS, \\ & & \frac{\partial w^{(2)}}{\partial x} &= \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma \frac{\partial(u''' - g_1''')}{\partial x} \cdot \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS, \\ \frac{\partial u^{(2)}}{\partial y} &= \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma \frac{\partial(u' - g_1')}{\partial y} \cdot \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS, & & \dots \dots \dots \\ \frac{\partial u^{(2)}}{\partial z} &= \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma \frac{\partial(u' - g_1')}{\partial z} \cdot \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS, & & \dots \dots \dots \end{aligned} \right.$$

dove il segno sommatorio non deve intendersi esteso alle derivazioni rapporto ad x, y, z .

6. La prima delle (9) ci dà, derivando rapporto ad x ,

$$(13) \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{\partial u^{(2)}}{\partial x} &= \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma \frac{\partial u'}{\partial x} \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS - \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma \frac{\partial u'}{\partial x} \left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial p} + k \theta^{(2)} \cos p x \right) d\sigma, \\ &= - \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma \frac{\partial u'}{\partial x'} \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS + \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma \frac{\partial u'}{\partial x'} \left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial p} + k \theta^{(2)} \cos p x \right) d\sigma, \end{aligned} \right.$$

nella quale formola le u', v', w' devono intendersi derivate tutte rapporto alla sola x o alla sola x' .

Indichiamo con $\gamma_1', \gamma_2', \gamma_3'$ gli integrali regolari delle equazioni (6)" determinati con la condizione di prendere nei punti di σ i valori di $\frac{\partial u'}{\partial x'}, \frac{\partial v'}{\partial x'}, \frac{\partial w'}{\partial x'}$, e scriviamo la formola (7) re-

Analogamente, se indichiamo con $\gamma_1'', \gamma_2'', \gamma_3''; \gamma_1''', \gamma_2''', \gamma_3'''$ due sistemi di integrali delle equazioni (6)'' analoghi al sistema $\gamma_1', \gamma_2', \gamma_3'$ e tali che nei punti di σ prendano rispettivamente gli stessi valori delle funzioni $\frac{\partial u''}{\partial y'}, \frac{\partial v''}{\partial y'}, \frac{\partial w''}{\partial y'}; \frac{\partial u'''}{\partial z'}, \frac{\partial v'''}{\partial z'}, \frac{\partial w'''}{\partial z'}$, avremo le due formole

$$\begin{aligned} \frac{\partial v^{(2)}}{\partial y} &= \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \theta^{(1)}}{\partial y'^2} dS - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta^{(1)} \Sigma \frac{\partial \gamma_1''}{\partial x'} dS + \frac{1}{4\pi} \int_\sigma \left[\frac{1}{r} \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial y'} \cos p y - \right. \\ &\quad \left. - \frac{k}{2(1+k)} \cdot \frac{\partial^2 r}{\partial y'^2} \cdot \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial p} \right] d\sigma - \frac{1}{4\pi} \int_\sigma \theta^{(1)} \left[\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial y'} \cos p y - \frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial^2 r}{\partial y'^2} \right) \right] d\sigma \\ \frac{\partial w^{(2)}}{\partial z} &= \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \theta^{(1)}}{\partial z'^2} dS - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta^{(1)} \Sigma \frac{\partial \gamma_1'''}{\partial x'} dS + \frac{1}{4\pi} \int_\sigma \left[\frac{1}{r} \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial z'} \cos p z - \right. \\ &\quad \left. - \frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial^2 r}{\partial z'^2} \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial p} \right] d\sigma - \frac{1}{4\pi} \int_\sigma \theta^{(1)} \left[\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z'} \cos p z - \frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial^2 r}{\partial z'^2} \right) \right] d\sigma \end{aligned}$$

Sommiamo membro a membro queste due formole con la precedente e poniamo:

$$\theta^{(2)} = \frac{\partial u^{(2)}}{\partial x'} + \frac{\partial v^{(2)}}{\partial y} + \frac{\partial w^{(2)}}{\partial z}.$$

Si ottiene:

$$\begin{aligned} \theta^{(2)} &= \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{1}{r} \Delta^2 \theta^{(1)} dS - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta^{(1)} \Sigma \left(\frac{\partial \gamma_1'}{\partial x'} + \frac{\partial \gamma_1''}{\partial x'} + \frac{\partial \gamma_1'''}{\partial x'} \right) dS + \\ &\quad + \left(1 - \frac{k}{1+k} \right) \frac{1}{4\pi} \int_\sigma \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial p} - \theta^{(1)} \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial p} \right) d\sigma; \end{aligned}$$

e poichè

$$\Delta^2 \theta^{(1)} = 0, \quad \theta^{(1)} = \frac{1}{4\pi} \int_\sigma \left(\theta^{(1)} \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial p} - \frac{1}{r} \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial p} \right) d\sigma,$$

risulta finalmente:

$$\theta^{(2)} = -\frac{1}{1+k} \theta^{(1)} - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta^{(1)} \sum \frac{\partial}{\partial x'} (\gamma_1' + \gamma_1'' + \gamma_1''') dS,$$

la quale formola, posto come al solito:

$$\begin{aligned} \theta_\gamma' &= \frac{\partial \gamma_1'}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_2'}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_3'}{\partial z}, & \theta_\gamma'' &= \frac{\partial \gamma_1''}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_2''}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_3''}{\partial z}, \\ \theta_\gamma''' &= \frac{\partial \gamma_1'''}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_2'''}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_3'''}{\partial z}, \end{aligned}$$

si può scrivere:

$$(14) \quad \theta^{(2)} = -\frac{1}{1+k} \theta^{(1)} - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta^{(1)} (\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''') dS.$$

Derivando sotto il segno si ha poi:

$$(15) \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \theta^{(2)}}{\partial x} &= -\frac{1}{1+k} \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x} - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta^{(1)} \frac{\partial}{\partial x} (\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''') dS, \\ \frac{\partial \theta^{(2)}}{\partial y} &= -\frac{1}{1+k} \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial y} - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta^{(1)} \frac{\partial}{\partial y} (\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''') dS, \\ &\dots \dots \dots \\ \frac{\partial^2 \theta^{(2)}}{\partial x^2} &= -\frac{1}{1+k} \frac{\partial^2 \theta^{(1)}}{\partial x^2} - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta^{(1)} \frac{\partial^2}{\partial x^2} (\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''') dS, \\ \frac{\partial^2 \theta^{(2)}}{\partial x \partial y} &= -\frac{1}{1+k} \frac{\partial^2 \theta^{(1)}}{\partial x \partial y} - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta^{(1)} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} (\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''') dS, \\ &\dots \dots \dots \end{aligned} \right.$$

Analogamente, se indichiamo con $\gamma_1'', \gamma_2'', \gamma_3''; \gamma_1''', \gamma_2''', \gamma_3'''$ due sistemi di integrali delle equazioni (6)'' analoghi al sistema $\gamma_1', \gamma_2', \gamma_3'$ e tali che nei punti di σ prendano rispettivamente gli stessi valori delle funzioni $\frac{\partial u''}{\partial y'}, \frac{\partial v''}{\partial y'}, \frac{\partial w''}{\partial y'}; \frac{\partial u'''}{\partial z'}, \frac{\partial v'''}{\partial z'}, \frac{\partial w'''}{\partial z'}$, avremo le due formole

$$\begin{aligned} \frac{\partial v^{(2)}}{\partial y} &= \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \theta^{(1)}}{\partial y'^2} dS - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta^{(1)} \Sigma \frac{\partial \gamma_1''}{\partial x'} dS + \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial y'} \cos p y - \right. \\ &\quad \left. - \frac{k}{2(1+k)} \cdot \frac{\partial^2 r}{\partial y'^2} \cdot \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial p} \right] d\sigma - \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \theta^{(1)} \left[\frac{\partial}{\partial y'} \frac{1}{r} \cos p y - \frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial^2 r}{\partial y'^2} \right) \right] d\sigma \\ \frac{\partial w^{(2)}}{\partial z} &= \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \theta^{(1)}}{\partial z'^2} dS - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta^{(1)} \Sigma \frac{\partial \gamma_1'''}{\partial x'} dS + \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial z'} \cos p z - \right. \\ &\quad \left. - \frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial^2 r}{\partial z'^2} \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial p} \right] d\sigma - \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \theta^{(1)} \left[\frac{\partial}{\partial z'} \frac{1}{r} \cos p z - \frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial^2 r}{\partial z'^2} \right) \right] d\sigma \end{aligned}$$

Sommiamo membro a membro queste due formole con la precedente e poniamo:

$$\theta^{(2)} = \frac{\partial u^{(2)}}{\partial x'} + \frac{\partial v^{(2)}}{\partial y} + \frac{\partial w^{(2)}}{\partial z}.$$

Si ottiene:

$$\begin{aligned} \theta^{(2)} &= \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{1}{r} \Delta^2 \theta^{(1)} dS - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta^{(1)} \Sigma \left(\frac{\partial \gamma_1'}{\partial x'} + \frac{\partial \gamma_1''}{\partial x'} + \frac{\partial \gamma_1'''}{\partial x'} \right) dS + \\ &\quad + \left(1 - \frac{k}{1+k} \right) \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial p} - \theta^{(1)} \frac{\partial}{\partial p} \frac{1}{r} \right) d\sigma; \end{aligned}$$

e poichè

$$\Delta^2 \theta^{(1)} = 0, \quad \theta^{(1)} = \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \left(\theta^{(1)} \frac{\partial}{\partial p} \frac{1}{r} - \frac{1}{r} \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial p} \right) d\sigma,$$

risulta finalmente:

$$\theta^{(2)} = -\frac{1}{1+k} \theta^{(1)} - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta^{(1)} \Sigma \frac{\partial}{\partial x'} (\gamma_1' + \gamma_1'' + \gamma_1''') dS,$$

la quale formola, posto come al solito:

$$\begin{aligned} \theta_\gamma' &= \frac{\partial \gamma_1'}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_2'}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_3'}{\partial z}, & \theta_\gamma'' &= \frac{\partial \gamma_1''}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_2''}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_3''}{\partial z}, \\ \theta_\gamma''' &= \frac{\partial \gamma_1'''}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_2'''}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_3'''}{\partial z}, \end{aligned}$$

si può scrivere:

$$(14) \quad \theta^{(2)} = -\frac{1}{1+k} \theta^{(1)} - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta^{(1)} (\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''') dS.$$

Derivando sotto il segno si ha poi:

$$(15) \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \theta^{(2)}}{\partial x'} &= -\frac{1}{1+k} \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta^{(1)} \frac{\partial}{\partial x'} (\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''') dS, \\ \frac{\partial \theta^{(2)}}{\partial y} &= -\frac{1}{1+k} \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial y} - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta^{(1)} \frac{\partial}{\partial y} (\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''') dS, \\ &\dots \dots \dots \\ \frac{\partial^2 \theta^{(2)}}{\partial x'^2} &= -\frac{1}{1+k} \frac{\partial^2 \theta^{(1)}}{\partial x'^2} - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta^{(1)} \frac{\partial^2}{\partial x'^2} (\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''') dS, \\ \frac{\partial^2 \theta^{(2)}}{\partial x' \partial y} &= -\frac{1}{1+k} \frac{\partial^2 \theta^{(1)}}{\partial x' \partial y} - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta^{(1)} \frac{\partial^2}{\partial x' \partial y} (\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''') dS, \\ &\dots \dots \dots \end{aligned} \right.$$

CALORE SVOLTO NEL BAGNARE LE POLVERI.
Nota del Dott. GUIDO ERCOLINI.

Il Prof. Ròiti mi diede l'incarico di ripetere le esperienze calorimetriche eseguite dal Prof. Tito Martini su questo argomento ¹⁾; perchè, mentre egli trovava naturale che il calore svolto dall'umettazione di una polvere andasse aumentando fino ad un massimo insieme colla quantità di liquido adoperato, gli pareva strano che, con un ulteriore aumento del liquido, dovesse scendere sotto a quel massimo, anzi che rimanere costante.

Accettai l'incarico tanto più volentieri in quanto che anch'io, poco avanti la prima pubblicazione del Prof. Martini, aveva intrapreso alcune ricerche sullo stesso argomento.

Per maggiore intelligenza di quanto verrò esponendo ricordo che il calorimetro usato dal Prof. Martini era composto di due cilindri aventi l'asse comune, saldati insieme alla base, ed il fondo, spettante al tubo interno, destinato a contenere la polvere, era forato; in modo che, versando il liquido dall'alto, l'aria poteva liberamente uscire attraversando un disco di flanella adagiato su questo fondo, per impedire la caduta della polvere.

E ricordo pure che Egli nella sua tabella XVI riferisce i risultati di quattro esperienze: due fatte con acqua e silice e due con carbone e acqua, nelle quali la quantità di liquido era stata presa ad arbitrio, una volta per eccesso ed una per difetto sulla quantità strettamente necessaria all'umettazione. Mentre con questa quantità si svolgono 13,72 ²⁾ piccole calorie per grammo di silice, e 14,50 ³⁾ per grammo di carbone, egli

1) Atti del R. Istit. Veneto. Due pubblicazioni. T. 8, S. 7, 1896-97 e T. 9, S. 7, 1897-98. — Nuovo Cimento, S. 4, T. 6, 1897, pag. 58 e T. 7, 1898, p. 396.

2) Veramente la media scritta nella tabella XIV della seconda pubblicazione è 13,78; ma se si tien conto che la quarta esperienza dà 13,40 invece di 13,48 come trovai scritto, essa media diviene appunto 13,72.

3) Anche qui veramente delle esperienze riportate nella tabella XV, se si scarta la seconda che dà 12,995 invece di 14,25 come vi è scritto, ne restano quattro la cui media è 14,50 e non 14,45 come risulta dalla tabella.

| a | t | a' | T | θ | e |
|--------|-------|--------|-------|----------|-------|
| 300 | 15,25 | 100 | 23,11 | 17,10 | 23,12 |
| 310 | 16,21 | 135 | 22,59 | 18,05 | 23,09 |
| 290 | 15,70 | 80,65 | 22,61 | 17,32 | 23,14 |
| 310 | 14,00 | 122,70 | 22,21 | 16,21 | 23,12 |
| 299,93 | 14,10 | 50 | 30,14 | 16,25 | 23,09 |

Media 23,11

Prima di introdurre la polvere nel calorimetro la facevo essiccare a oltre 200° C. in una stufa ad aria, lasciandovela fin che fosse fredda. E sempre mi attenni strettamente a tutte le cautele indicate con molta diligenza dal Prof. Martini.

Cominciai a sperimentare sulla silice purissima fornitami dal signor Damiani di Venezia, e tolta dallo stesso vaso dal quale fu presa quella che egli consegnò al Prof. Martini.

Nella prima serie di esperienze adoprai sempre una quantità A di acqua costante ed uguale a gr. 380: da essa toglievo volta per volta quella che volevo far servire alla umettazione, e la rimanente versavo nello spazio anulare del calorimetro. In tal modo, bagnando la polvere con quantità a di liquido sempre crescenti, si osservano al termometro incrementi di temperatura, $\theta = T - t$, pure crescenti fino ad un massimo, come apparisce dalla seguente tabella:

Silice gr. 50.

| a | t | T | θ |
|--------|-------|-------|----------|
| 40 gr. | 14,70 | 15,36 | 0,66 |
| 50 | 16,85 | 17,60 | 0,75 |
| 60 | 16,00 | 16,95 | 0,95 |
| 70 | 16,70 | 18,10 | 1,40 |
| 80 | 15,90 | 17,50 | 1,60 |
| 90 | 16,92 | 18,52 | 1,60 |

Con 50 gr. di silice non potei versare su di essa maggiore quantità di acqua, altrimenti il livello del liquido nel cilindro veniva a sorpassare quello dello spazio anulare.

Quindi feci delle altre esperienze adopting 40, 30, 20 grammi di silice e versandovi sopra delle quantità a di liquido che erano in eccesso; mentre la quantità totale era sempre $A = 380$ gr.

| a | t | T | q |
|-----------|-------|-------|-----------|
| gr. 70 | 16,00 | 17,3 | 1,30 |
| 80 | 17,32 | 18,62 | 1,30 |
| 90 | 16,62 | 17,93 | 1,31 |
| 100 | 18,01 | 19,30 | 1,29 |
| 110 | 17,04 | 18,34 | 1,30 |
| 120 | 17,55 | 18,86 | 1,31 |
| | | | Media 1,3 |

| a | t | T | q |
|-----------|-------|-------|------------|
| gr. 50 | 17,00 | 17,95 | 0,95 |
| 60 | 17,41 | 18,36 | 0,95 |
| 70 | 18,05 | 19,01 | 0,96 |
| 80 | 15,85 | 16,81 | 0,96 |
| 90 | 16,32 | 17,28 | 0,96 |
| 100 | 16,89 | 17,85 | 0,96 |
| 110 | 17,40 | 18,37 | 0,97 |
| 120 | 17,66 | 18,61 | 0,95 |
| 130 | 18,01 | 18,98 | 0,97 |
| 140 | 17,60 | 18,56 | 0,96 |
| | | | Media 0,96 |

| a | t | T | q |
|-----------|-------|-------|------------|
| gr. 40 | 16,75 | 17,39 | 0,64 |
| 50 | 17,20 | 17,86 | 0,66 |
| 60 | 17,45 | 18,09 | 0,64 |
| 70 | 17,90 | 18,55 | 0,65 |
| 80 | 18,10 | 18,75 | 0,65 |
| 90 | 17,02 | 17,65 | 0,63 |
| 100 | 17,32 | 17,98 | 0,66 |
| 110 | 17,70 | 18,36 | 0,66 |
| 120 | 17,95 | 18,61 | 0,66 |
| 130 | 17,00 | 17,65 | 0,65 |
| 140 | 17,27 | 17,93 | 0,66 |
| 150 | 17,41 | 18,06 | 6,65 |
| | | | Media 0,65 |

Si vede subito che l'incremento di temperatura, θ , non diminuisce, ma rimane costante per ciascuna quantità di polvere.

Da queste esperienze desunsi le piccole calorie K svolte da un grammo di polvere, e il calore specifico c di essa, nel seguente modo. Posto:

$$M = A + e = 380 + 23,11 = 403,11$$

e

$$q = \frac{p}{\theta}$$

essendo p la massa della polvere, sarà

$$M + pc - qK = 0.$$

Combinando due a due le quattro equazioni che si ottengono sostituendo a p i diversi valori della esperienza, si ha in media:

$$\frac{c}{K} = 0,016.$$

Introducendo questo valore nelle stesse quattro equazioni, si ha in media:

$$K = 13,24.$$

E in modo simile:

$$c = 0,211^1).$$

Volli fare anche un'altra serie di esperienze chiudendo il cilindro interno del calorimetro, contenente reticella e disco di lana, e versando con precauzione la polvere nello spazio anulare ove si trova tutta l'acqua; ottenni i risultati che qui riporto:

1) Pel calore specifico del quarzo si hanno i seguenti valori (vedi Landolt, Tabellen):

| | | |
|-----------|---------|------------|
| | 0,186 | (Kopp) |
| | 0,19135 | (Regnault) |
| | 0,190 | (Bartoli) |
| (limpido) | 0,1881 | (Joly) |
| (opalino) | 0,2375 | (id.) |

e quello da me trovato, cioè 0,211, si scosta, almeno del 10 %, da essi, eccetto che dall'ultimo.

Un tale risultato non poteva esimermi dal ricercarne le ragioni.

Esaminata chimicamente la polvere dal Prof. A. Piccini, fu trovata silice quasi perfettamente pura. Osservata al microscopio polarizzante si mostrò composta di granelli in massima parte opachi o quasi. Questa circostanza può giustificare il mio risultato.

giore quanto più fine è la polvere in cui si trova suddivisa, così, per rendere confrontabili gli effetti termici dell'umettazione di sostanze diverse, bisognerebbe prima assicurarsi che la grandezza media dei granellini fosse la stessa.

Non mi pare che il Prof. Martini tenga nel debito conto questa circostanza essenziale, e però, se le sue esperienze sono interessanti per gli effetti cospicui prima di lui mai conseguiti, non dovrebbero dare l'ultima parola sull'argomento.

Fin da quando mi accinsi a fare, come ho già detto, le mie prime esperienze sull'umettazione delle polveri, mi preoccupai della questione, e, per ottenere, sotto la stessa massa, polveri che avessero il più possibile la stessa superficie, le facevo passare in modo opportuno per quattro staccetti gradatamente più fitti.

E giacchè sono a parlare di esperienze mie, oramai sospese, dirò che in esse adopravo un calorimetro della forma di quello di Bunsen, ma riempito di toluolo; conteneva nel suo vaso interno una piccola quantità di mercurio, nella quale immergevo l'estremità di una canna di vetro aperta ai due capi: nella canna versavo il liquido, e attorno ad essa mettevo la polvere da umettare.

Finchè la canna rimaneva immersa nel mercurio, liquido e polvere erano separati, e la tenevo così per un pezzo, affinchè si stabilisse l'equilibrio di temperatura. Bastava poi alzarla un poco, perchè l'acqua entrasse lentamente nella polvere; e siccome vi entrava dal basso, così l'aria, che in essa era annidata, poteva liberamente sprigionarsi. Come si vede il metodo offriva tutte le garanzie possibili.

Riassumendo, dirò che resta dimostrato quanto poteva prevedersi: cioè, bagnando una data massa di polvere con quantità di liquido via via crescenti, si svolge calore in quantità crescente fino ad un massimo; ma poi, bagnandola con liquido in eccesso, il calore svolto rimane costante.

L'avere poi tolto ogni dubbio intorno a questa previsione, mi pare che non sia privo d'interesse e che possa tornar utile in alcune ricerche nelle quali occorra, più volte di seguito, una stessa quantità determinata di calore.

Dai risultati su esposti e dall'annesso diagramma risulta che l'andamento generale del fenomeno si mantiene costante; solo le deformazioni corrispondenti agli stessi pesi flettori sono *maggiori* sulla lastrina bagnata e pure maggiore la deformazione residua, dimodochè risulta evidente un aumento sensibile nella flessibilità del marmo umido. Aggiungerò ora, anzichè altre tabelle, le medie dei valori delle deformazioni in ciascun ciclo, ponendo di fronte i due casi della lastrina asciutta e bagnata, e si vedrà che in questo secondo caso si ha sempre un sensibile aumento nelle deformazioni.

| | | | | Asciutta | Bagnata | Asciutta di nuovo |
|-----------|---|----------|------|----------|---------|----------------------|
| Lastr. N. | 8 | 1° ciclo | | 6,075 | 7,050 | 6,150 |
| » | » | » | 2° » | 5,784 | 6,534 | 5,784 |
| » | » | 9 | 1° » | 7,333 | 8,916 | 7,333 |
| » | » | » | 2° » | 7,250 | 8,726 | 7,250 |
| » | » | 10 | 1° » | 6,000 | 6,916 | 6,083 |
| » | » | » | 2° » | 5,968 | 6,500 | 5,968 |
| » | » | 11 | 1° » | 6,249 | 7,251 | 6,249 |
| » | » | » | 2° » | 6,234 | 6,609 | 6,234 |

2.° *Lastrine imbevute di olio.*

Anche in questo caso le lastrine sono state cimentate varie volte e quindi ricondotte allo stato iniziale, poi immerse per 48^h nell'olio e cimentate di nuovo. Unisco anche qui due tabelle riferentisi alla stessa lastrina prima asciutta e poi imbevuta di olio.

(Bagnata)

D = min. 2'

P = gr. 25

(Asciutta)

| P | S | ΔS | S | ΔS | S | ΔS | S | ΔS | P | S | ΔS | S | ΔS | S | ΔS | S | ΔS | | | | | | | | |
|---|---------|-----|---------|-----|---------|----|---------|-----|---------|-----|---------|-----|---------|-----|---------|-----|---------|-----|-----|-------|-----|-------|-----|-----|-------|
| 0 | 0,00 | 6 | ↑ 4,00 | 7,5 | 4,00 | 6 | ↑ 7,00 | 7,5 | 7,00 | 6 | ↑ 8,50 | 8,5 | 8,50 | 6,5 | ↑ 11,00 | 8,5 | 11,00 | 7 | 7 | 11,00 | 8,5 | 11,00 | 7 | 7 | 11,00 |
| 1 | 6,00 | 6,5 | ↑ 11,50 | 7 | 10,00 | 6 | ↑ 14,50 | 7 | 13,00 | 5 | ↑ 17,00 | 8 | 15,00 | 6,5 | ↑ 19,50 | 8,5 | 18,00 | 6 | 6 | 18,00 | 8,5 | 18,00 | 6 | 6 | 18,00 |
| 2 | ↓ 15,50 | 7 | ↑ 18,50 | 6,5 | ↓ 16,00 | 6 | ↑ 21,50 | 7 | ↓ 18,00 | 6 | ↑ 25,00 | 7,5 | ↓ 21,50 | 8,5 | ↑ 28,00 | 8,5 | ↓ 24,00 | 7 | 7 | 24,00 | 8,5 | 24,00 | 7 | 7 | 24,00 |
| 3 | 19,50 | 7,5 | ↑ 25,00 | 6,5 | 22,00 | 7 | ↑ 28,50 | 7 | 24,00 | 7 | ↑ 32,50 | 7 | 29,00 | 8 | ↑ 36,50 | 7,5 | 31,00 | 8 | 8 | 31,00 | 8 | 31,00 | 8 | 8 | 31,00 |
| 4 | 27,00 | 8 | ↑ 31,50 | 6 | 29,00 | 7 | ↑ 35,50 | 7 | 31,00 | 7 | ↑ 39,50 | 6,5 | 37,00 | 7,5 | ↑ 44,50 | 7 | 39,00 | 8 | 8 | 39,00 | 7 | 39,00 | 8 | 8 | 39,00 |
| 5 | 35,00 | 8 | ↑ 37,50 | 5,5 | 36,00 | 7 | ↑ 42,50 | 6,5 | 38,00 | 7,5 | ↑ 46,00 | 6 | 44,50 | 8 | ↑ 51,50 | 7 | 47,00 | 8 | 8 | 47,00 | 7 | 47,00 | 8 | 8 | 47,00 |
| 6 | 43,00 | 8 | ↑ 43,00 | — | 43,00 | 8 | ↑ 49,00 | 6 | 45,50 | 7,5 | ↑ 52,00 | — | 52,50 | 9 | ↑ 58,50 | 6,5 | 55,00 | 8 | 8 | 55,00 | 6,5 | 55,00 | 8 | 8 | 55,00 |
| 7 | — | — | — | — | 51,00 | 9 | ↑ 55,00 | 5 | 53,00 | 7 | — | — | 61,50 | — | ↑ 65,00 | 6 | 63,00 | 8,5 | 8,5 | 63,00 | 6 | 63,00 | 8,5 | 8,5 | 63,00 |
| 8 | — | — | — | — | 60,00 | — | ↑ 60,00 | — | 60,00 | — | — | — | 71,00 | — | ↑ 71,00 | — | 71,50 | 8,5 | 8,5 | 71,50 | — | 71,50 | 8,5 | 8,5 | 71,50 |

Deformaz. medie { 1.º ciclo — 6,533
2.º ciclo — 6,812

Deformaz. medie { 1.º ciclo — 7,958
2.º ciclo — 7,656

Si scorge anche in questo caso un sensibile aumento nelle deformazioni, sia residue, sia dovute al carico massimo, senza però che si alteri l'andamento generale del fenomeno. Unisco anche qui un quadro riportante i valori medii delle deformazioni per ciascun ciclo eseguito su altre lastre; ma in questo caso (e nei successivi) non è più possibile ricondurre le lastre allo stato primitivo, stante la difficoltà di eliminare la sostanza assorbita.

| | | Asciutta | Imbevuta di olio |
|-------------|----------|----------|---------------------|
| Lastr. N. 5 | 1° ciclo | 5,000 | 5,833 |
| » » » | 2° » | 4,937 | 5,343 |
| » » 8 | 1° » | 6,150 | 7,200 |
| » » » | 2° » | 5,784 | 6,855 |
| » » 14 | 1° » | 7,916 | 9,250 |
| » » » | 2° » | 7,154 | 8,656 |

3.° *Lastre imbevute di glicerina.*

Seguendo lo stesso processo già indicato, immersa la strina per 48^h nella glicerina pura, si ebbero i risultati qui riportati per una delle lastre adoperate:

Lastrina N. 16.

(Asciutta) P = gr. 25 D = min. 2' (Bagnata)

| P | S | ΔS | S | ΔS | S | ΔS | S | ΔS | P | S | ΔS | S | ΔS | S | ΔS | S | ΔS |
|---|--------|------|--------|----|--------|------|--------|----|--------|----|--------|------|--------|------|--------|--------|--------|
| 0 | 0,00 | 12 | ↑12,00 | 15 | 12,00 | 10 | ↑19,00 | 17 | 19,00 | 10 | 16,00 | 17,5 | ↑16,00 | 12 | 16,00 | ↑22,00 | 22,00 |
| 1 | 12,00 | 14 | 27,00 | 14 | 22,00 | 11,5 | 36,00 | 16 | 29,00 | 11 | 16,00 | 15,5 | 33,50 | 13 | 28,00 | 42,00 | 34,00 |
| 2 | ↓26,00 | 14 | 41,00 | 12 | ↓33,50 | 12,5 | 52,00 | 14 | ↓40,00 | 11 | ↓31,00 | 14,5 | 49,00 | 14 | ↓41,00 | 59,00 | ↓47,00 |
| 3 | 40,00 | 15,5 | 53,00 | 10 | 46,00 | 12 | 66,00 | 12 | 51,00 | 12 | 48,00 | 11,5 | 63,50 | 14 | 55,00 | 75,00 | 60,00 |
| 4 | 55,50 | 15,5 | 63,00 | 8 | 58,00 | 13 | 78,00 | 11 | 63,00 | 14 | 67,00 | 10 | 75,00 | 16,5 | 69,00 | 89,00 | 73,50 |
| 5 | 71,00 | — | 71,00 | — | 71,00 | 17,5 | 89,00 | 9 | 77,00 | 14 | 85,00 | — | 85,00 | 16,5 | 85,50 | 101,00 | 89,00 |
| 6 | — | — | — | — | 88,50 | 17,5 | 98,00 | 8 | 91,00 | 15 | — | — | — | — | 102,00 | 112,00 | 104,00 |
| 7 | — | — | — | — | 106,00 | — | 106,00 | — | 106,00 | 15 | — | — | — | — | 120,00 | 120,00 | 120,50 |

Deformaz. medie { 1.º ciclo — 13,050
2.º ciclo — 12,939

Deformaz. medie { 1.º ciclo — 15,400
2.º ciclo — 14,450

Questi risultati non differiscono essenzialmente dai precedenti. Unisco anche qui i valori delle deformazioni medie per altre lastrine.

| | | Asciutta | Imbevuta di glicerina |
|-------------|----------|----------|--------------------------|
| Lastr. N. 7 | 1° ciclo | 5,625 | 6,675 |
| » » » | 2° » | 5,618 | 6,234 |
| » » 11 | 1° » | 6,249 | 7,375 |
| » » » | 2° » | 6,234 | 6,657 |
| » » 13 | 1° » | 6,583 | 7,791 |
| » » » | 2° » | 6,218 | 7,562 |

4.° *Lastre imberute di petrolio.*

Analogamente operando su lastre tenute immerse per 48^h nel petrolio, si ebbero i risultati seguenti:

| P | s | Δs | s | Δs | s | Δs | P | s | Δs | s | Δs | s | Δs |
|---|--------|------|--------|-----|--------|------|---|--------|------|--------|------|--------|------|
| 0 | 0,00 | 12 | ↑10,50 | 11 | 10,50 | 9 | 0 | 0,00 | 9 | ↑10,50 | 11 | 10,50 | 9 |
| 1 | 12,00 | 10,5 | 21,50 | 9,5 | 19,50 | 9 | 1 | 9,00 | 11 | 21,00 | 10,5 | 19,50 | 9 |
| 2 | ↓22,50 | 10,5 | 31,00 | 9 | ↓28,50 | 9 | 2 | ↓20,00 | 11,5 | 31,50 | 10 | ↓28,50 | 9 |
| 3 | 33,00 | 11,0 | 40,00 | 8 | 37,50 | 9,5 | 3 | 31,50 | 12 | 41,50 | 7,5 | 37,50 | 10 |
| 4 | 44,00 | 11,5 | 48,00 | 7,5 | 47,00 | 8,5 | 4 | 43,50 | 12,5 | 49,00 | 7 | 47,50 | 9 |
| 5 | 55,50 | — | 55,50 | — | 55,50 | 13,5 | 5 | 56,00 | — | 56,00 | — | 56,50 | 12,5 |
| 6 | — | — | — | — | 69,00 | 13,5 | 6 | — | — | — | — | 69,00 | 9 |
| 7 | — | — | — | — | 82,50 | 7,5 | 7 | — | — | — | — | 82,50 | 13,5 |

Deformaz. medie { 1.º ciclo — 10,050 2.º ciclo — 9,858

Deformaz. medie { 1.º ciclo — 10,150 2.º ciclo — 9,925

Si scorge subito dalle tabelle su esposte, che l'azione del petrolio è quasi nulla; anzi si può sospettare che il leggero aumento delle deformazioni sia dovuto ad impurità in esso contenute anzichè all'azione del petrolio stesso. Per altre lastrine, di cui riporto qui di seguito le medie dei valori delle deformazioni in ciascun ciclo, si è avuto lo stesso risultato.

| | | Asciutta | Imbevuta di petrolio |
|--------------|----------|----------|-------------------------|
| Lastr. N. 10 | 1° ciclo | 6,083 | 6,166 |
| » » » | 2° » | 5,968 | 6,000 |
| » » 12 | 1° » | 6,333 | 6,416 |
| » » » | 2° » | 6,187 | 6,200 |
| » » 4 | 1° » | 6,833 | 6,916 |
| » » » | 2° » | 6,812 | 6,875 |

5.° Lastrine imbevute di paraffina disciolta nel petrolio.

Dopo aver subito un trattamento analogo alle precedenti le lastrine sono state immerse per 48^h in questo liquido, ottenuto facendo bollire da prima il petrolio per togliere ad esso l'acqua, che poteva contenere, e poi facendolo ribollire insieme ad una quantità di paraffina tale che la soluzione restasse liquida alla temperatura dell'ambiente (17° C.). Le seguenti tabelle indicano i risultati ottenuti:

Si nota anche in questo caso un sensibile aumento delle deformazioni, sia dovute al carico massimo, sia residue. Unisco anche qui un quadro delle deformazioni medie per ciascun ciclo per altre lastre.

| | | | | Asciutta | Imbevuta di paraffina |
|--------|------|----------|----|----------|--------------------------|
| Lastr. | N. 1 | 1° ciclo | | 3,583 | 4,083 |
| " | " | 2° | " | 3,437 | 3,750 |
| " | " | 2° | 1° | 5,166 | 5,863 |
| " | " | 2° | " | 5,125 | 5,791 |
| " | " | 3° | 1° | 8,166 | 9,276 |
| " | " | 2° | " | 8,062 | 9,095 |

Prendendo ora di mira le deformazioni medie per ciascun primo ciclo descritto su ogni lastrina e facendo la differenza tra le deformazioni delle lastre bagnate ed asciutte e riferendoci alle deformazioni della lastrina asciutta, si nota *esistere un rapporto costante per ciascun liquido*. Nelle tabelle seguenti riporto tali indicazioni per tutti i liquidi adoperati. È facile comprendere che lo stesso rapporto costante non può sussistere per i cicli susseguenti, giacchè mentre per i primi si parte sempre dalle stesse condizioni della lastrina (che viene ricondotta sempre allo stato iniziale) per i secondi ciò non è più, poichè è differente il punto di partenza dato dalle deformazioni residue, che nel caso delle lastre imbevute delle diverse sostanze varia sensibilmente.

| Glicerina | Asciutta | Bagnata | Differenza | Aum. % |
|-------------|----------|---------|------------|--------|
| Lastr. N. 7 | 5,625 | 6,675 | 1,050 | 18,666 |
| » » 11 | 6,249 | 7,375 | 1,126 | 18,001 |
| » » 13 | 6,583 | 7,791 | 1,208 | 18,350 |
| » » 16 | 13,050 | 15,400 | 2,350 | 18,000 |

Aumento % medio: 18,254.

| Olio | Asciutta | Bagnata | Differenza | Aum. % |
|-------------|----------|---------|------------|--------|
| Lastr. N. 5 | 5,000 | 5,833 | 0,833 | 16,660 |
| » » 8 | 6,150 | 7,200 | 1,050 | 17,073 |
| » » 14 | 7,916 | 9,250 | 1,126 | 16,675 |
| » » 17 | 6,833 | 7,950 | 1,125 | 16,757 |

Aumento % medio: 16,791.

| Acqua | Asciutta | Bagnata | Differenza | Aum. % |
|-------------|----------|---------|------------|--------|
| Lastr. N. 8 | 6,075 | 7,050 | 0,975 | 16,049 |
| » » 9 | 7,333 | 8,916 | 1,083 | 15,914 |
| » » 10 | 6,000 | 6,916 | 0,916 | 15,266 |
| » » 11 | 6,249 | 7,251 | 1,002 | 16,032 |
| » » 15 | 10,050 | 11,650 | 1,600 | 15,912 |

Aumento % medio: 15,836.

| Paraffina | Asciutta | Bagnata | Differenza | Aum. % |
|--------------|----------|---------|------------|--------|
| Lastr. N. 18 | 6,083 | 7,000 | 0,917 | 13,430 |
| » » 1 | 3,583 | 4,083 | 0,500 | 13,843 |
| » » 2 | 5,166 | 5,862 | 0,696 | 13,472 |
| » » 3 | 8,166 | 9,276 | 1,110 | 13,592 |

Aumento % medio : 13,584.

| Petrolle | Asciutta | Bagnata | Differenza | Aum. % |
|-------------|----------|---------|------------|--------|
| Lastr. N. 6 | 10,050 | 10,150 | 0,100 | 0,995 |
| » » 10 | 6,083 | 6,166 | 0,083 | 1,364 |
| » » 12 | 6,333 | 6,416 | 0,083 | 1,315 |
| » » 4 | 6,833 | 6,916 | 0,083 | 1,215 |

Aumento % medio : 1,223.

Come si scorge il massimo aumento nelle deformazioni dovuto alla glicerina ; seguono quindi l' *olio*, l' *acqua* e la *paraffina disciolta nel petrolio* e si comprende facilmente che esiste anche un aumento proporzionale nelle deformazioni residue che sta ad indicare una maggiore flessibilità nelle strine adoperate.

Dall' Istituto Fisico della R. Università di Roma
15 Gennaio 1899.

di tale differenza sta certamente in ciò che le dimensioni delle molecole (come p. es. quelle del sistema solare) non hanno per sé un valore definito e dipendono quindi dal modo di definizione che noi adottiamo e dall'agente di cui ci serviamo per determinarle. Così nella teoria cinetica dei gas, considerando le molecole come corpuscoli somiglianti a quelli che cadono sotto i nostri sensi, si ammette che essi vengano a contatto al momento dell'urto, si ammette altresì che nei liquidi le molecole siano pressochè a contatto mentre è chiaro che in entrambi i casi esse si avvicineranno solo tanto quanto lo consentono la velocità propria e le forze che agiscono su di esse.

Non credo però che ciò tolga interesse alla determinazione della grandezza delle molecole per mezzo dei raggi catodici, perchè anzi così si può giungere a deduzioni importanti sulla costituzione di esse, e si può anche sperare un ulteriore progresso in tale direzione, senza abuso di considerazioni ipotetiche.

Si ammette generalmente che la materia è discontinua (o almeno non omogenea) e costituita da particelle isolate (o differenti in qualche modo dal mezzo che lo circonda) e che esse siano dotate di movimento molto rapido, e di azione reciproca. Però niente prova che queste particelle abbiano un contorno determinato, durezza ed altre qualità simili a quelle dei corpi sensibili, ed anzi appare sempre più probabile che esse siano costituite da centri di forza o di movimento; del resto data l'estrema piccolezza di tali particelle, entrambe le ipotesi sono equivalenti nei risultati.

Tanto pei corpi solidi come per le molecole o per gli atomi, dal punto di vista sperimentale dobbiamo considerare come dimensioni di essi in una data direzione la distanza minima a cui si possono avvicinare in quella direzione le estremità d'un mezzo, senza che esso venga modificato sensibilmente, o almeno in modo che esso venga modificato fino ad un determinato grado. Così nel caso d'un corpo di dimensioni visibili, il mezzo misuratore può consistere nelle due branche d'un compasso, o in due raggi di luce ecc.; nel caso delle molecole e della teoria dei gas il mezzo suddetto è costituito dalle

molecola, supponiamo d'aggiungere un numero relativamente piccolissimo di molecole dN a quelle considerate, esse si distribuiranno uniformemente (senz'altra regola) nello spazio ad esse offerto, e le loro proiezioni si distribuiranno pure uniformemente sul piano di proiezione senza che queste proiezioni delle molecole aggiunte, a causa del loro piccolo numero, possano sovrapporsi sensibilmente l'una all'altra. Esse occuperanno quindi un'area totale $l\sigma dN$ che si ripartirà sulla parte libera del piano e sulla parte già occupata dalle precedenti proiezioni, proporzionalmente alle aree rispettive, e quest'ultima parte verrà così aumentata d'una quantità:

$$dS = l\sigma dN (1 - S)$$

da cui si ricava $\log (1 - S) = - lN\sigma$, $1 - S = e^{-lN\sigma}$, e:

$$\frac{Q}{Q'} = e^{lN\sigma}.$$

In tal modo misurando le intensità di Q e di Q' , che si potranno dedurre dalla intensità della fluorescenza prodotta, o dell'azione elettrica, fotografica, meccanica, e dell'emissione di raggi Röntgen, si può avere in modo semplice e diretto il valore di $N\sigma$ ossia la somma delle proiezioni di tutte le molecole contenute in 1 cm^3 .

Se fosse ρ' il raggio delle particelle dei raggi catodici e fosse ρ quello supposto delle proiezioni delle molecole, siccome la particella catodica passerà liberamente quando il centro di essa passi distante di $\rho + \rho'$ dal centro della molecola, bisognerà prendere $\sigma = \pi (\rho + \rho')^2$.

Se i raggi catodici anzichè paralleli, fossero divergenti da un punto, i ragionamenti e le relazioni precedenti sussisterebbero purchè s'intendessero Q , Q' , S riferiti ad una sfera di raggio qualsiasi preso per unità; se invece Q e Q' si volessero riferiti al cm^2 delle superficie delle sfere che essi attraversano di raggi R ed R' , s'avrebbe:

$$\frac{Q}{Q'} = \frac{R'^2}{R^2} e^{N\sigma(R'-R)} \quad e^{N\sigma(R'-R)} = \frac{R^2}{R'^2} \cdot \frac{Q'}{Q}.$$

risulterebbe molto diminuita qualora tali particelle fossero opache, come nel caso del pulviscolo di mercurio che si ottiene scuotendo violentemente il mercurio in un liquido.

Inoltre è da notare che i raggi catodici che urtano contro la parte centrale d'una molecola saranno trattieneuti o deviati talmente e con tale perdita d'energia, che non potranno affatto giungere sullo schermo o produrvi un effetto sensibile; mentre i raggi che urtano o attraversano la parte periferica della molecola, qualora dopo vari urti giungessero tutti sullo schermo e venissero considerati come raggi diretti, non produrrebbero altro effetto che di far apparire un po' minore il raggio della molecola; siccome però essi sono diffusi in tutte le direzioni e solo una parte di essi potrà giungere sullo schermo, e siccome inoltre nei successivi urti avranno subito una perdita d'energia, pare probabile che l'errore causato dalla loro presenza sia molto piccolo.

Finalmente è da notare che Lenard ha ottenuto i risultati paragonabili tanto dalle esperienze sui gas a pressione ordinaria che per quelli rarefatti nei quali la diffusione dei raggi catodici è molto meno pronunziata, o anche affatto insensibile.

Ritengo perciò che l'errore derivante dall'effetto dei raggi diffusi sia piccolo; sarebbe facile però di evitarlo completamente, supposto che sia sensibile, perchè i raggi diretti si possono distinguere dai raggi diffusi per la proprietà di produrre sullo schermo fluorescente ombre a contorni netti degli oggetti interposti, e di produrvi l'immagine della sorgente d'emissione qualora s'interponga invece uno schermo con un forellino. Feci qualche tentativo in tale direzione, ma finora con mezzi troppo inadeguati per poter ottenere un risultato decisivo.

Una proprietà molto notevole trovata dal Lenard e da lui dimostrata con un gran numero di esperienze svariate, su corpi in condizioni diversissime, consiste in ciò che il loro potere assorbente pei raggi catodici non dipende menomamente nè dal peso molecolare o atomico di essi, nè dal loro stato fisico, ma dipende solo dalla loro densità ed è proporzionale ad essa (facendo astrazione da alcune irregolarità lievi, ma che non si possono attribuire ad errori di esperienze).

sore darebbe il peso d'una parte costituente e quindi il numero di parti di cui è costituito ciascun atomo, ma niente proverebbe d'altronde che questa parte fosse semplice.

Dalla suddetta proprietà risulta altresì che i raggi catodici possono penetrare e traversare anche fra le parti costituenti dell'atomo chimico (le quali potranno esser chiamate atomi fisici) di cui la formula precedente potrebbe darci il raggio se ne conoscessimo il numero; difatti chiamando N il numero di molecole contenute in 1 cm³ d'un corpo, p il peso molecolare, n il numero di atomi fisici di cui si compone l'atomo d'idrogeno sarà, per i gas:

$$a = N p n \pi (\rho + \rho')^2, \quad \rho + \rho' = \sqrt{\frac{a}{\pi N p n}}.$$

I solidi, visto che lo stato d'aggregazione è senza influenza sull'assorbimento, potranno esser considerati come gas, prendendo $p = 2 d : d_H$ e prendendo per N il numero di molecole contenute in 1 cm³ d'idrogeno di densità d_H .

Il valore di a è stato trovato da Lenard per molti corpi, quello di N secondo la teoria dei gas è all'incirca 10^{20} per 1 cm³ di gas a 0° e 760 mm. quindi supponendo $\rho = \rho'$ potremo avere il raggio ρ della proiezione dell'atomo chimico d'idrogeno; se questo poi fosse composto di n atomi fisici, il raggio di ciascuno di essi sarebbe $x = \rho : \sqrt{n}$. Il volume di ciascuno di questi atomi sarebbe $v = \frac{4}{3} \pi \rho^3 : \sqrt{n^3}$, ed il volume totale degli atomi contenuti in 1 cm³ d'un corpo di densità d sarebbe $N p v = \frac{4}{3} a \rho : \sqrt{n}$, e la densità di ciascun atomo ossia la densità assoluta della materia sarebbe $D = 3 d \sqrt{n} : a \rho$, supponendo che la massa dell'atomo non sia traversabile dai raggi catodici. Supponendo $n = 1$ ossia che l'atomo d'idrogeno sia semplice, s'avrebbe un limite inferiore di essa densità $D = 3d : a\rho$.

Nella seguente tabella sono riportati i valori di ρ e D così ottenuti, nella 1^a colonna trovasi il simbolo o il nome del corpo sperimentato e nella 2^a colonna trovasi pei gas il potere assorbente A , di uno strato a temperatura e pressione ordinaria spesso 1 : p cm. e pei solidi invece quello d'uno strato spesso 1 : d cm.

composto di parti isolate e distanti che probabilmente rimangono tali anche allo zero assoluto. Non è improbabile che queste parti siano tenute distanti da velocità proprie le quali, almeno nel caso delle molecole gazoze o monoatomiche che impiegano tutto il calore ricevuto unicamente nell'aumento del movimento di traslazione, dovrebbero essere indipendenti dalla temperatura. A tali movimenti potrebbero talvolta essere dovute le radiazioni termiche o luminose che non potrebbero esser spiegate dai movimenti molecolari finora noti, che sono troppo lenti e produrrebbero onde molto più lunghe di quelle che in realtà si producono.

A tale proposito è da notare che dalla proporzionalità fra gli spazi percorsi in tempi uguali e le velocità rispettive risulta, chiamando ϵ l'ampiezza d'una vibrazione luminosa, v la sua velocità media, λ la sua lunghezza d'onda e V la velocità della luce : $v = V \epsilon : \lambda = 0,6.10^{18} \epsilon$. Non è quindi improbabile che la velocità media delle particelle vibranti sia molto grande e quindi non più trascurabile rispetto alla velocità dei raggi catodici. In tal caso il valore di ρ dedotto dall'assorbimento rappresenterebbe non già il raggio della proiezione dell'atomo d'idrogeno, ma quello di tutta l'area che essa proiezione ha occupato nel tempo che impiega il raggio catodico a percorrere uno spazio uguale allo spessore dell'atomo fisico semplice.

Ne risulterebbe che il potere assorbente d'un corpo per raggi catodici verrebbe ad aumentare quando per effetto di un aumento di temperatura o di eccitazioni elettriche, o di ondulazioni luminose, questo corpo emettesse o trasmettesse radiazioni luminose o termiche oscure o perturbazioni nell'etere di qualsiasi natura. L'assorbimento d'un corpo attraversato da raggi luminosi dovrebbe essere minore perpendicolarmente ai raggi che non nella loro direzione, e nel caso di luce polarizzata darebbe modo di rendere manifesta la direzione della vibrazione. L'esperienza deciderà se è possibile rendere sensibile un tale effetto, sia rinforzando e concentrando le vibrazioni, sia usando raggi catodici più lenti; giova notare che l'effetto sarà tanto più facilmente sensibile quanto maggiore è la suddivisione della materia, a parità di valore assoluto di ϵ .

che m'è parso osservare ripetutamente in esperienze dirette a tale scopo che un filo di vetro reso fluorescente dai raggi catodici, appariva talora molto confuso a contorni sfumati quando veniva osservato attraverso e perpendicolarmente a uno spesso strato di raggi catodici, ciò che indicherebbe uno sconvolgimento prodotto nell'etere dal passaggio di essi raggi; però avendo dovuto interrompere le esperienze, che conto riprendere fra breve, non ho potuto assicurarmi dell'effetto accennato nè studiare tale effetto nella direzione d'essi raggi e con un rifrattometro interferenziale, nè verificare le varie conseguenze cui ho accennato in questa Nota.

DUE SCARICHE DERIVATE DA UN CONDENSATORE,

di A. RÖITI.

(Largo sunto della Nota pubblicata dai Rendiconti della R. Accademia dei Lincei
Vol. 3^o, 1^o sem., serie 5, fasc. 1^o, 1899).

Tutto era disposto simmetricamente rispetto ad un condensatore le cui armature comunicavano con due coppie di eliche formate con filo di rame grosso circa 2 mm., nudo ed assicurato a tre regoli di ebanite. Mediante pozzetti di mercurio le estremità delle eliche maggiori erano collegate con gli elettrodi d' un tubo di Röntgen, e quelle delle eliche minori con uno spinterometro. La carica arrivava al condensatore da una macchina elettroforica, mandata con moto uniforme da un motorino idraulico, passando pei fili secondari di due grandi rocchetti Ruhmkorff.

Con tale disposizione l'A. ha osservato che:

1^o Scostando i poli della macchina scoccavano le scintille allo spinterometro, oppure s'illuminava il tubo, secondo che questo era *duro* o *tenero* e che le palline erano più o meno vicine fra loro. Ma in generale le due scariche non avvenivano simultaneamente.

2^o Facendo variare gradatamente l'autoinduzione di un ramo, quello per es. contenente lo spinterometro, mentre rimaneva costante l'altro ramo, si arrivava ad un punto cu'

10° La resistenza dei rami derivati esercita un' influenza secondaria sull' andamento del fenomeno, poichè il rapporto delle autoinduzioni che determina il massimo rimane presso che inalterato per distanze esplosive diverse e per tubi di Röntgen molto vari.

11° Fissando a tergo delle palline scaricatrici due dischi metallici in modo che le scintille scocchino fra di essi e perpendicolarmente al loro piano, il fenomeno può alterarsi notevolmente. Mentre i dischi aggiunti allo spinterometro del ramo avente minore induzione non producono effetti apprezzabili, li producono marcatissimi se aggiunti all' altro spinterometro, cioè riducono più vicino all' unità il rapporto delle due autoinduzioni determinante il massimo, e fanno diminuire il valore di questo massimo.

Queste osservazioni (10 e 11) mostrano la necessità di non trascurare, come si suol fare in casi consimili, le capacità dei rami scaricatori, ed autorizzano, in via approssimativa, a trascurarne le resistenze.

Per spiegare tutti questi fenomeni l'A. considera un sistema di tre condensatori simmetrici (il condensatore e i due spinterometri) di capacità c_0 , c_1 , c_2 , simmetricamente riuniti in parallelo fra due punti A e B mediante conduttori aventi autoinduzioni L_0 , L_1 , L_2 e posti in modo che l' induzione mutua sia trascurabile; e suppone che si faccia gradatamente aumentare la differenza di potenziale fra A e B, finchè scocchi la scintilla fra le armature del condensatore avente il dielettrico più debole.

Trova la soluzione pel caso generale che le tre capacità abbiano valori finiti, che siano dati i valori iniziali delle differenze di potenziale sulle armature dei tre condensatori e che le intensità iniziali delle tre correnti siano nulle. Poi osservando che, allorchè si inizia la prima scintilla è come se le armature del condensatore fossero poste in corto circuito, e però la sua capacità c_0 acquistasse un valore infinito per conservarlo durante tutto il procedimento, introduce questa condizione nelle formule generali ottenute.

Giunge così all' espressione del potenziale v_1 fra le sfere dello spinterometro di capacità c_1 :

cintilla

pratica:

)

mede-
conte-
do sia

cintilla
menta
rescere
lipende
ro va-

legge
5.

Le induzioni delle spirali furono determinate coll' apparecchio del Wien ¹⁾; i condensatori erano tutti costruiti da una medesima lastra di vetro, e avevano le armature circolari di stagnola.

Per verificare la (3) l'A. ha eseguito i calcoli sopra una qualunque delle serie di osservazioni fatte con tre condensatori diversi, tenendo costante il numero delle spire attive nel ramo contenente un tubo di Röntgen, e cercando per tentativi il numero delle spire che doveva lasciar libere nel ramo dello spinterometro, affinché i raggi X acquistassero l'intensità massima. I risultati sono tali che le oscillazioni intorno al valor medio sono compatibili cogli errori probabili in tal genere di determinazioni.

L'A. ha modificato l'apparecchio ponendo ai due lati del condensatore piano, ed in comunicazione con le sue armature, due recipienti d'ottone entro i quali possono più o meno introdursi due cliché grandi, ed essere fissate in modo da far variare le spire attive senza variare la capacità. Con tale disposizione ha cercato se e quanto il valore $\frac{v_1}{\Delta}$ ove v_1 è la differenza di potenziale al primo spinterometro, e Δ la differenza di potenziale necessaria affinché vi scocchi la prima scintilla, dedotto dalle distanze esplosive, s'avvicini al valor massimo K_m . Ha trovato che il disaccordo fra il valor teorico e quello che si deduce dalle sue esperienze non arriva al 7 per 100, quindi molto minore di quello che si può aspettare da determinazioni di questo genere.

In queste ultime esperienze il condensatore era caricato da una macchina di Töpler con 36 dischi.

G. ERCOLINI.

1) Wied. Ann., Bd. 57, p. 249.

La scarica di $\frac{1}{2}^{\circ}$ di E, senza tubo e con gl' X avveniva in poco più di 2", tanto con lo schermo *l* piccolo che con quello grande.

I dati qui sopra mostrano, che la scarica di E col tubo di piombo è lentissima, ed è sensibilmente più rapida col tubo di alluminio, per le note ragioni. Essa è ancora più rapida col tubo di rete, pur rimanendo assai lenta, in confronto al caso dell' elettroscopio senza tubi, e si rallenta ancora di più quando il tubo di rete si ricopre con quello di carta.

Siccome la rete e la carta sono quasi completamente trasparenti agl' X, così il ritardo della scarica di E, prodotto dal tubo di rete o di carta, non può attribuirsi alla loro opacità pei raggi flessi, o comunque diffusi, dietro lo schermo *l*; può bensì ritenersi come probabile, che il tubo di rete e, più ancora quello di carta, rallentino la scarica in quanto impediscano, più o meno completamente all' aria circostante attivata dagl' X, di pervenire all' elettroscopio e scaricarlo.

A confermare che nella scarica dei conduttori è l' aria circostante attivata dagl' X che vi prende la maggior parte, furono fatte dall' A. moltissime indagini, alcune delle quali già pubblicate ¹⁾ ed altre che sono qui brevemente esposte.

L' elettroscopio E fu esposto alla radiazione di un Crookes a pera, al modo consueto, e perdè 10° in 13 a 14"; indi fu coperto da un

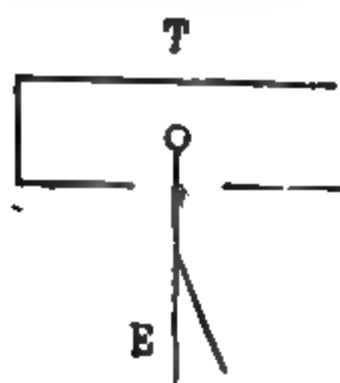


Fig. 2.

tubo di zinco T unito al suolo, e chiuso alla parte posteriore (fig. 2).

La scarica fu oltremodo rallentata dal tubo (perdendosi 1° in una ventina di secondi), che pur dava libero accesso agl' X, ma impediva all' aria laterale ed attiva di pervenire all' elettroscopio.

Allontanando l' elettroscopio dal Crookes a 115 cm. ed interponendo fra loro una grossa canna V di vetro (110×8,5 cm.)

1) V. Rendiconto Accademia dei Lincei, 1896 a 1898.

chiusa da un disco di piombo dd (fig. 3), con un foro nel mezzo di 37 mm., dalle solite misure risultò che

E perdè 3° in $2'52''$

cioè E perdè 1° in $57''$ circa.

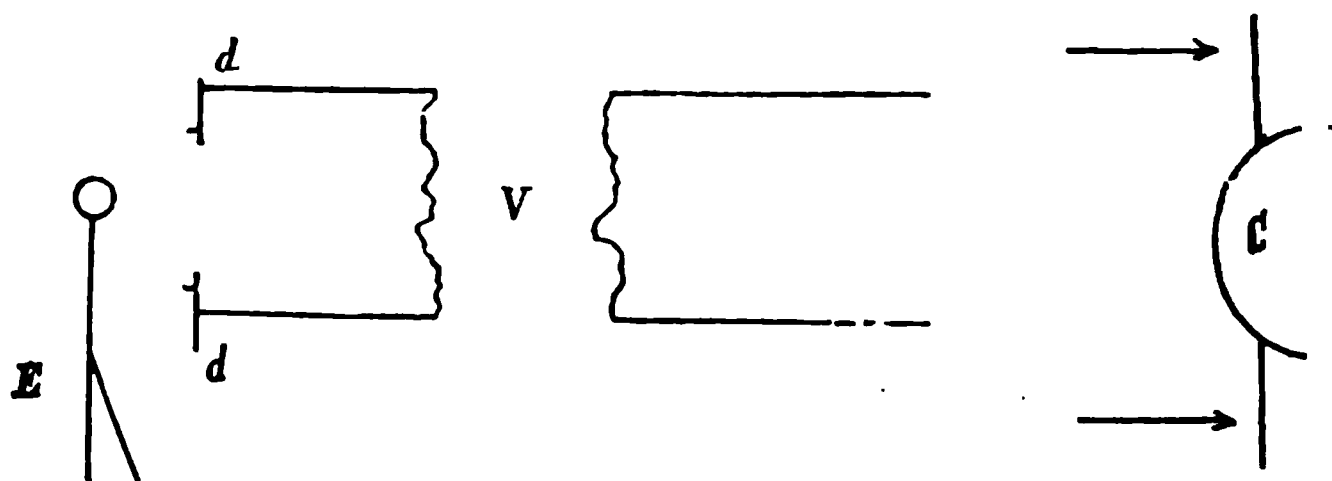


Fig. 3.

Tolta la canna V e messo il tubo di zinco, come nel caso precedente (fig. 2), s'ebbe in media che

E perdè 3° in $3'40''$,

cioè 1° in $73''$.

E finalmente adoperando il tubo T e la canna V insieme, disposte come nella fig. 4 e ripetute le misure si ebbe che

E perdè 3° in $4'16''$

cioè 1° in $85''$.

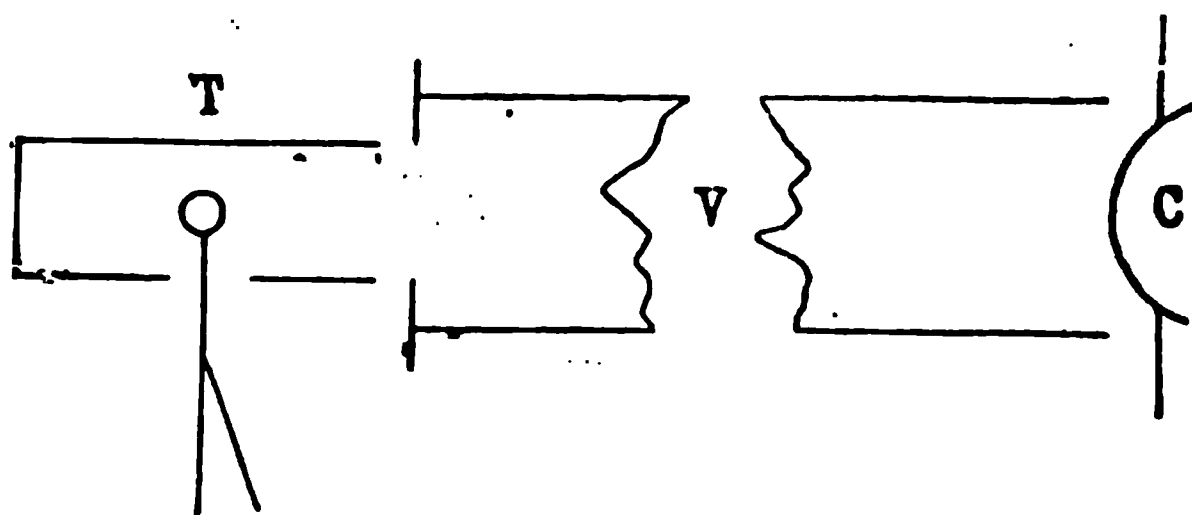


Fig. 4.

Questi diversi modi di sperimentare rallentano tutti più o meno la scarica di E, o con l'impedire all'aria circostante e attivata di pervenire all'elettroscopio, o col sopprimere i raggi

divergenti che attiverebbero l'aria circostante, o col sopprimere ambedue queste azioni.

Disponendo poi un disco P, di piombo (13 cm. di diametro e dello spessore di 5 cm.) a 12 cm. da E (fig. 5) e facendovi agire il Crookes a circa 1 m.; la scarica fu rapidissima e quasi

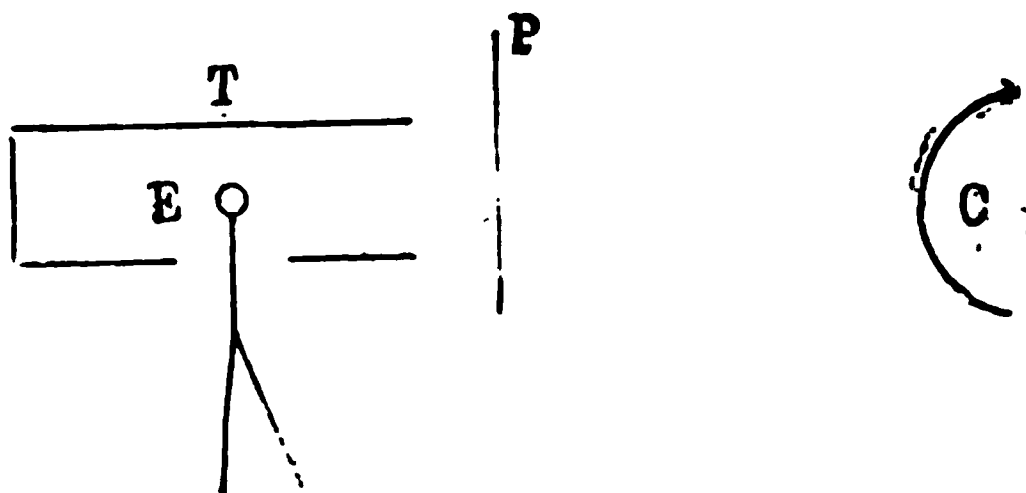


Fig. 5.

come senza disco, perdendosi 10° in $17''$. Coperto E col solito tubo di zinco T, la scarica si rallentò oltre misura, perdendo E 1° in parecchi minuti primi; fenomeno che facilmente si comprende dopo quanto si è detto.

II.

In seguito l'A. ha studiato l'effetto dei tubi fatti con diverse sostanze. I fenomeni sono complicati da speciali azioni elettrostatiche.

Adoperando il solito tubo di zinco T, (fig. 2) tenuto isolato sul tappo di paraffina dell'elettroscopio, le durate delle scariche di E prodotte dagli X in una prima serie furono dapprima rapide, si rallentarono quindi uniformemente fino a prendere un valore costante (1° in $50''$). In una seconda serie fatta successivamente dopo aver ricercato l'elettroscopio la scarica fu uniforme fino da principio (1° in $45'$),

Analoghe misure furono fatte tenendo il tubo in comunicazione perfetta col suolo, e anche in questo caso la scarica di E fu costante fino da principio (media 1° in $42''$).

La differenza nell'andamento della scarica, o col tubo al suolo, come in queste ultime misure, o col tubo isolato, come

nella I serie delle esperienze precedenti, è dovuta all'influenza. Quando il tubo di zinco T è isolato, esso prende e conserva,

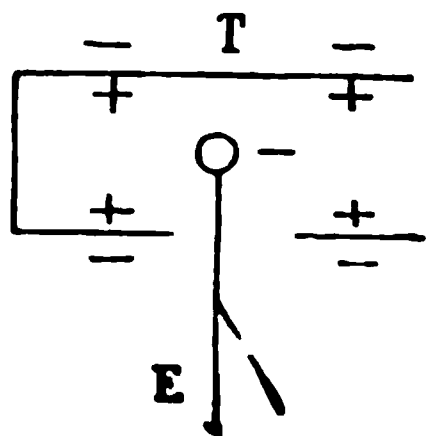


Fig. 6.

per l' induzione della carica di E, le due elettricità, come è indicato nella fig. 6. Sotto l' azione degl' X, la carica esterna di T si disperde rapidamente, e quella interna + dissimulerà meglio l' elettricità - di E, che sembrerà scaricarsi sollecitamente in sulle prime. Nel seguito ha luogo la scarica effettiva di E, che procederà lenta ed uni-

forme. Se invece il tubo T è unito al suolo, l' elettricità esterna - si sperde, e sotto l' azione degli X, avrà luogo la sola scarica effettiva ed uniforme di E, che si effettuerà lentamente fin da principio.

Fenomeni analoghi si hanno coi tubi coibenti di paraffina. In altre precedenti esperienze, avendo sovrapposto ad E un tubo di paraffina, T, come nella fig. 2 l' A. vide che sotto l' azione degl' X la scarica dei primi 5° a 6° era rapida e poscia si rallentava. Ricaricato E dall' interno, senza toccare il tubo, ed esposte di nuovo alle radiazioni, la scarica rapida era di 2° a 3°; ed alla 5° o 6° esperienza la scarica rapida limitavasi a qualche grado solo; la scarica totale avveniva, in seguito, sempre in modo assai lento, per mezzo dell' aria attivata nel tubo dagli X. Se la paraffina erasi, per fusione, fatta aderire al gambo ed alla pallina dell' elettroscopio, si verificava, per l' azione degli X, la sola scarica iniziale rapida per le due o tre prime esperienze, e mancava la scarica lenta totale, per la mancanza di aria intorno alla pallina dell' elettroscopio.

Questi fenomeni, prima scoperti dall' A. ¹⁾, furono, in seguito, osservati da lord Kelvin e descritti nel giornale inglese *Nature*, ma di essi non fu data alcuna spiegazione, che è quella stessa data pei tubi di zinco, come si vede da quanto segue.

Per ostendere le esperienze ed istituire dei confronti, fu paragonato successivamente l' effetto del tubo di zinco prece-

1) E. Villari. Sul modo col quale ecc. Rendiconti Lincei, Giugno 1896, Roma.

misure col tubo di paraffina eguale, precedentemente scaricato con la fiamma.

La durata media della scarica di 1°, a parte le piccole divergenze nel principio delle misure fu di 48" nella I serie e di 43" nella II, valore questo, presso a poco identico a quello di 42", ottenuto per la scarica di 1° con l'E coperto dal tubo di zinco. Onde s'arguisce che l'effetto dei tubi non dipende dalla conducibilità elettrica o trasparenza loro pei raggi X. Ciò che era da prevedersi, dopo la spiegazione data sul loro modo di agire.

Non pertanto da alcune misure risulta che il tubo di carta ha una azione specifica. Per bene osservare l'influenza della sostanza dei tubi l'A. ne costruì quattro eguali ($16 \times 3,5$ cm.), chiusi ad un estremo, di zinco, di zinco coperto di grosso strato di paraffina, di paraffina e di carta. Tali tubi furono situati sull'elettroscopio, come è indicato nella fig. 2 e vennero eseguite le esperienze al modo solito, caricando E dall'interno e scaricando sempre il tubo, prima di incominciare le misure; le quali, più volte ripetute, dettero per risultati che i tubi di zinco semplice o paraffinato, e quello di paraffina ritardano la scarica dell'elettroscopio, che ricoprono, pressochè egualmente, perdendo esso 1° in circa un minuto e mezzo. Il tubo di carta, invece, ritarda molto di più la scarica, producendosi quella di 1° in oltre 5 minuti primi, a parte le solite irregolarità, che si verificano nel principio delle scariche.

Per confermare questa azione della carta vennero adoperati due tubi, uno di zinco e l'altro di carta, lunghi 322 cm. e di 3,5 cm. di diametro: per essi spingeva, contro di E, una corrente costante di aria o gas luce Xata in apposito recipiente. Le ripetute esperienze mostrarono, che il tubo di carta scemava un poco più di quello di zinco, la virtù scaricatrice del gas, ma le differenze non furono molto notevoli.

Di poi fu ripreso il tubo di zinco ($16 \times 3,5$ cm.), aperto ad entrambi gli estremi, ed una volta fu rivestito internamente di carta da scrivere, piuttosto grossa e bene aderente, ed un'altra volta fu rivestito all'interno con una foglia sottile di zinco onde avere sempre tubi di egual diametro interno. Adattando successivamente cotesti tubi su di E, come nella fig. 2, e spe-

Riassunto. — La scarica d' un elettroscopio, per l' azione dei raggi X è dovuta all' aria da essi attivata. Un E (elettroscopio) nell' ombra piena degl' X si scarica per l' aria circostante, che, da questi attivata, subito si diffonde nell' ombra. Perciò interponendo fra l' E ed il Crookes (C), una canna di vetro o di zinco, che sopprime i raggi laterali divergenti, la scarica si rallenta molto: e del pari si rallenta sovrapponendo alla pallina di E un tubo qualunque, che rivolto agl' X impedisca all' aria laterale attivata di raggiungerlo: e più lo rallenta un tubo ristretto perchè meno aria contiene che possa venire attivata.

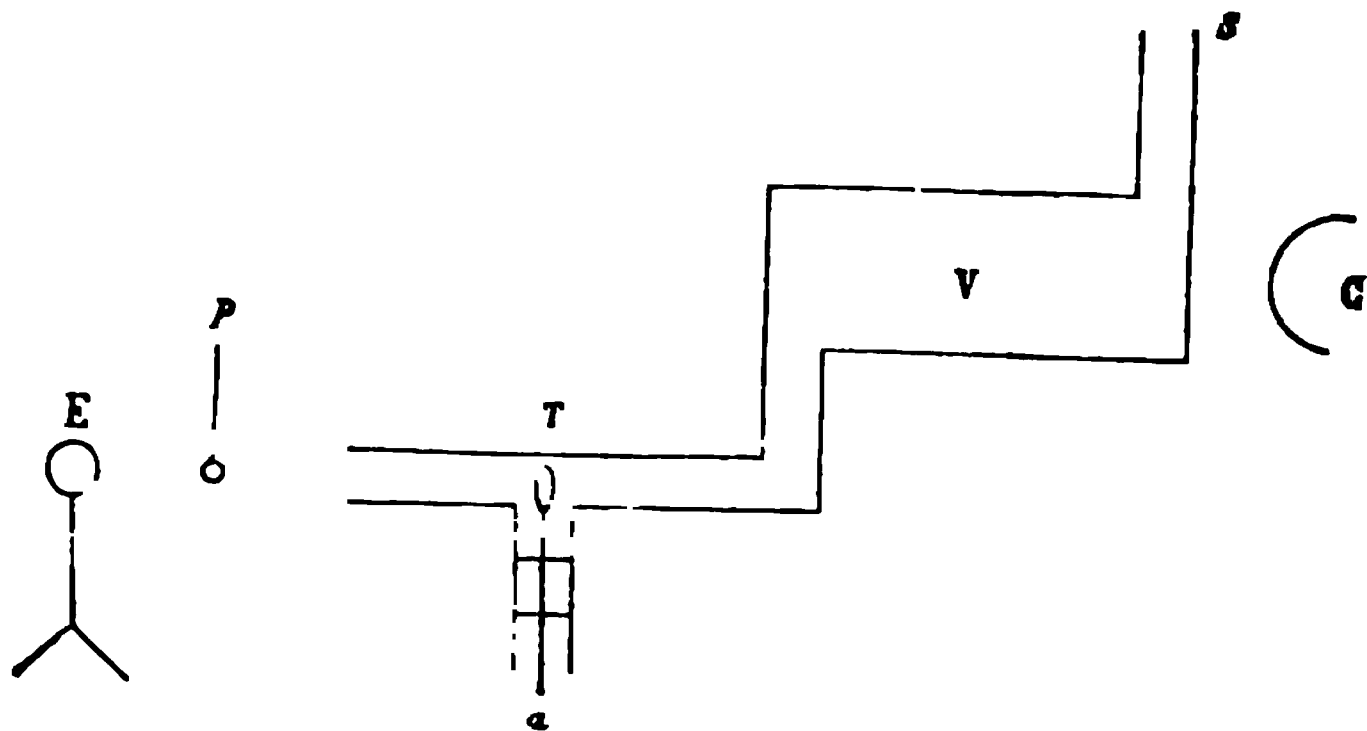
Quando la pallina di E, insieme ad un coperchio sottile d' alluminio o di carta, che ben la chiude, vengono situati nell' ombra piena dei raggi, l' E si scarica per la loro azione, che quasi, flessi o comunque diffusi, pare penetrino nel coperchio, che pur trovasi nell' ombra. Sostituendo un coperchio eguale di piombo spesso, cessa affatto la scarica.

Coprendo E carico con un tubo di zinco isolato, questo, per influenza, prende all' interno elettricità contraria, ed all' esterno omologa. Esposto agli X in modo che i raggi penetrino nel tubo, essi lo scaricano subito dell' elettricità omologa esterna, ed E per maggiore influenza della carica interna del tubo, s' abbassa di pochi gradi, quasi si scaricasse: indi segue una scarica lenta, effettiva ed uniforme di E, per l' aria nel tubo, attivata dagl' X. Il primo abbassarsi di E può provocarsi scaricando l' elettricità esterna del tubo col dito o con una fiamma. Analogamente accade col tubo di paraffina. Questo sotto l' azione degl' X od anche della fiamma, prende all' esterno l' elettricità contraria, che è attratta da quella dell' E, la cui deviazione per influenza diminuisce subito di alcuni gradi; di poi segue la scarica lenta uniforme e reale per l' aria nel tubo, attivata dagl' X. Se manca cotesta aria, come nel caso d' un blocco di paraffina colato sul bottone e gambo di E, mancherà la scarica lenta ed effettiva, e s' avrà la sola rapida iniziale, per l' azione degli X od anche della fiamma strisciata all' esterno della paraffina.

Questi fenomeni dei tubi e blocchi di paraffina involgenti l' E furono, già è tempo, descritti dall' A. ¹⁾. Di poi furono os-

1) Villari. Rend. Lincei, Giugno 1896.

erano disposte in modo da evitare su di E ogni azione diretta degl' X, e qualsiasi induzione perturbatrice ¹⁾).



Sperimentando coll' anello *a* unito al suolo, l'aria ixata spinta per *s* scaricava rapidamente E comunque elettrizzato. Con l' anello elettrizzato in + od in --, l'aria ixata perdeva nel tubo T ogni virtù scaricatrice, in modo da agire come aria non ixata. Questi risultati furono confermati, per intero dal de Heen col suo apparecchio, onde egli credette di potere affermare « que l' aire infra-électrisé (ixata) perd de sa propriété de décharger les conducteurs, lorsqu' il à préalablement passé sur un conducteur chargé d' un signe qualunque ». E poco dopo aggiunge « L' observation de M. E. Villari est, sans aucun doute, le résultat d' un transport d' air électrisé de la sphère à l' électroscope ecc. ».

Anche il Prof. Villari pensò di spiegare il fenomeno ammettendo questo trasporto di elettricità, ma questa spiegazione non regge alla critica; e d' altra parte se vi fosse trasporto di elettricità nell' esperienza del Prof. Villari, dalla pallina *p* debolmente caricata da una pila a secco, all' elettroscopio, que-

1) Nell' apparecchio del de Heen l'aria era ixata da un focus, attraverso un foglio di cartone, in un ampio tubo di piombo curvo, d' onde con un mantice, veniva spinta contro l' elettroscopio contenuto in una cassa di piombo unita al tubo: ed in questa, invece dell' anello *a* della figura, trovavasi un disco di rame isolato, che il de Heen caricava con una macchina Holtz.

sto dovrebbe esser maggiore nella disposizione usata dal Prof. De Heen, che caricava il disco con una macchina di Holtz. In secondo luogo è da notarsi che il Prof. Villari non è riuscito a caricare l'aria usando il fiocchetto di una piccola macchina di Voss.

Ma come l'A. ha già fatto notare ¹⁾, l'anello o disco *a* elettrizzato, risveglia sulla superficie interna del tubo metallico una carica opposta. Perciò l'aria *ixata*, spinta fra l'anello ed il disco ed il tubo, passa su due cariche opposte e non già sopra una soltanto, come opina il Prof. de Heen. Quindi da questa esperienza non può ammettersi che l'aria *ixata* perde ogni sua virtù scaricatrice, passando sopra *un conduttore* comunque carico ²⁾: solo si può dire che l'aria *ixata* *si comporta come se fosse dotata* delle due cariche opposte.

Alla stessa maniera l'aria *ixata*, passando per un ozonatore vi perde ogni sua virtù scaricatrice.

Ed è appunto per evitare i disturbi provocati dall'induzione nel tubo metallico, che l'A. si indusse a far passare l'aria *ixata* sulla pallina esterna elettrizzata *p*, e così riuscì a ridurre l'aria *ixata* in condizioni da scaricare una sola delle due elettricità ³⁾.

In conclusione può dirsi, che l'idea del trasporto delle cariche, ammessa dal de Heen per ispiegare i fenomeni studiati dal Prof. Villari, non può sostenersi con ragione. Circa l'ipotesi della duplice carica delle particelle dell'aria, che guidò l'A. a scoprire i vari fatti da lui studiati, è stata sempre da lui invocata per semplice comodo e con le più ampie riserve. Tali fenomeni hanno bisogno d'ulteriori investigazioni.

1) Villari, l. c., pp. 350 e 351.

2) Vedi più sopra le parole del de Heen riportate in francese.

3) Id., pag. 347, tabella III.

LIBRI NUOVI

L' ALLUMINIO,
del Dott. CARLO FORMENTI.

(L. 3,50, U. Hoepli, Milano).

Con questo manuale la collezione Hoepli si arricchisce di un lavoro importante e di grande attualità, mentre viene colmata una lacuna assai deplorabile, specialmente dopo gli immensi progressi dell' industria e degli usi dell' alluminio.

L'A. ha saputo trattare l' argomento con chiarezza, ordine e profonda competenza, dopo molto tempo di studi, viaggi ed accurate ricerche, senza niente tralasciare di quanto si scrisse sinora sul nominato metallo, perciò l' opera si può considerare addirittura come una *monografia sull' alluminio*.

Lo scopo del manuale è di riuscire pratico oltrechè completo, e l' alluminio vi si trova esposto in modo esauriente: storia, minerali, metodi di produzione, leghe, composti, usi, lavorazione, considerazioni igieniche, esperienze originali, valore commerciale, confronto con altri metalli, sua probabile industria in Italia ecc.; tutto con grandissima chiarezza in dieci capitoli.

Numerose figure (67) e tavole (19), fra cui molte originali, fanno complemento alla materia esposta; notevoli quelle figure, di un genere nuovo, riguardanti le *sezioni microscopiche* di leghe di alluminio.

In Italia è questo il primo lavoro del genere che viene pubblicato ed è più completo dei pochi consimili stranieri: onde verrà certo accolto favorevolmente non solo nel mondo scientifico e industriale, ma anche da tutti coloro che seguono con interesse nella sua curva ascendente questo nuovo metallo destinato ad essere, per dirla con Weldon « *il ferro dell' avvenire* ».

M. ALLEGRETTI.

blicata per cura del Prof. Segre nelle Memorie della R. Acc. di Torino (vol. 47, anno 1897) e i consigli degli Ing. F. Pescetto e G. B. Mafflotti, che con l'illustre estinto ebbero continua dimestichezza scientifica, hanno agevolato l'opera del compilatore, il quale è stato messo in grado di rendere molto fedelmente il pensiero che guidava il suo Maestro nel dettare quelle lezioni, che si fanno ammirare per la limpidezza dell'esposizione, il rigore del ragionamento e la elevatezza e la modernità dei concetti.

Il libro comincia con l'esposizione dei teoremi generali sui vettori, trattando il campo di un vettore e il campo di una forza qualunque, particolarmente quello delle forze newtoniane. Questa parte è un breve riassunto, in linguaggio algebrico ordinario, della teoria dei campi vettoriali, che nella Memoria sopra citata è esposta secondo i concetti dei quaternioni.

Il capitolo II tratta dell'elettricità; e dopo avere esposto le nozioni di elettrostatica dando alle esperienze fondamentali una fisionomia originale, sono spiegate le idee di Faraday sulla polarizzazione dei dielettrici, e quelle del Maxwell sullo spostamento elettrico. Tale spostamento è una grandezza vettoriale, il cui valore è dato dalla quantità di elettricità che, nell'atto della polarizzazione, attraversa l'unità di superficie ad esso normale; ed è fatto notare che dato lo spostamento in ogni punto, sono affatto determinate le condizioni del campo. Ora, ciò che può costatarsi coll'esperienza in un campo elettrico è solamente l'esistenza della forza; e nel concetto newtoniano si considera la divergenza della forza, dicendo che dove la divergenza è diversa da zero, vi è una massa elettrica. Il Ferraris invece, seguendo il concetto di Maxwell, considera direttamente il vettore in ogni punto, e lo immagina materializzato; e questa finzione è meno artificiosa di quella newtoniana, sulla quale presenta il vantaggio di considerare direttamente il dielettrico, che l'esperienza dimostra esser la sede dei fenomeni elettrici.

Questo concetto dello spostamento introduce allo studio della corrente elettrica e dei suoi effetti, e a proposito della legge di Joule è fatto notare che avendosi fra i vari punti di

Le correnti variabili ed alternative sono studiate nel capitolo V insieme alle correnti di scarica dei condensatori. Dopo avere esposto la teoria generale delle scariche oscillanti, questo capitolo si chiude con lo studio delle correnti di Tesla e dei parafulmini.

Notevole per chiarezza e semplicità è il capitolo VI, che tratta della propagazione delle perturbazioni elettromagnetiche, cioè della teoria maxwelliana della luce, e delle esperienze di Hertz che ne hanno fornito la conferma sperimentale.

Questo importante capitolo si chiude con l'esposizione della teoria del Poynting sulla propagazione dell'energia in un campo elettromagnetico, teoria che ha acquistato grande valore dopo che le esperienze di Hertz confermarono le vedute di Maxwell, dalle quali il Poynting la dedusse.

L'equazione fondamentale di questa teoria è

$$W = \frac{1}{4\pi} \int A_{ni} dS$$

nella quale A_{ni} è la proiezione del vettore A che ha per grandezza il valore $F \mathbf{H} \sin \theta$ dell'area del parallelogrammo che ha per lati la forza elettrica F e quella magnetica \mathbf{H} , e per direzione la normale al piano $F \mathbf{H}$, di verso tale che il sistema A, F, \mathbf{H} sia destrorso; e tale equazione esprime che la quantità di energia, che nell'unità di tempo penetra nello spazio limitato da una superficie S qualunque, è data dal prodotto di $\frac{1}{4\pi}$ pel flusso, entrante per la superficie, del vettore A sopra detto.

Le idee del Poynting servono a chiarire sempre più il concetto che anche nel caso della corrente elettrica l'energia si propaga nel dielettrico e non nel conduttore. Il Ferraris a questo proposito fa notare che il metallo del filo non è il materiale attivo del meccanismo trasmittente, ma che è invece un materiale passivo, che nel funzionamento di tale meccanismo interviene con la sua cedevolezza. In mezzo al dielettrico circostante, che è il corpo ove le forze hanno sede e si trasmettono, il filo non fa altro che stabilire una linea di debolezza, la quale fa sì che la propagazione dell'energia av-

l'A. applica queste considerazioni al pendolo geodetico, il quale mediante gli impulsi suddetti, potrebbe esser mantenuto indefinitamente in azione, eseguendo delle oscillazioni di piccolissima ampiezza.

BECQUEREL H. e DESLANDRES H. *Nuove osservazioni sul fenomeno di Zeeman* (pp. 18-24). — Gli A. hanno usato nelle ricerche un campo magnetico la cui intensità si elevava sino a 35000 unità (C. G. S.) ed uno spettroscopio fotografico a reticoli di Rowland. Dopo aver studiato gli spettri a bande dei poli negativo e positivo dell'azoto, e quelle attribuite al carbonio e al cianogeno, gli A. hanno studiato gli spettri di linee comprese fra $\lambda = 5000$ e $\lambda = 2200$. Hanno trovato che in alcuni di questi spettri, al contrario di quelli già osservati dal Michelson, le linee dello spettro delle vibrazioni parallele al campo comprendono le linee delle vibrazioni perpendicolari. Inoltre gli A. hanno scoperto alcune linee quintuple ed hanno iniziato la ricerca delle leggi dello sdoppiamento delle linee spettrali.

BRANLY E. *Una copertura metallica non si lascia attraversare dalle oscillazioni hertziane* (pp. 43-46). — Usando un conduttore come rivelatore delle correnti indotte, l'A. ha stabilito sperimentalmente che le oscillazioni hertziane sono completamente arrestate da una copertura metallica anche molto sottile, purché essa fosse ermeticamente chiusa. Questo però già era stato provato dalle esperienze del Prof. Righi ¹⁾.

SAGNAC G. *Meccanismo della scarica operata dai raggi X* (pp. 46-48). — Poiché i metalli trasformano i raggi X in raggi secondari S che esercitano sul gas ambiente un'azione della stessa natura di quella dei raggi X incidenti, la scarica dei raggi X risulta la somma di almeno due effetti di cui è sede il gas sottoposto al campo elettrico. Ora l'A. ha mostrato sperimentalmente che l'effetto secondario dovuto ai raggi S è completamente sufficiente a spiegare l'azione propria del metallo.

AMAGAT E. H. *Sulla compressibilità dell'aria considerata come un miscuglio gassoso* (pp. 88-90). — L'A. aveva stabilito in un suo classico lavoro ²⁾ che: *nell'aria l'ossigeno e l'azoto sembrano comprimersi separatamente come se fossero soli, non alla pressione ch'essi risentono nel miscuglio, ma a quella del miscuglio medesimo*. Questo fatto è stato recentemente riconosciuto colle ricerche sperimentali di Leduc e Sacerdote e di Daniel Berthelot.

1) Rend. della R. Accad. dei Lincei, (5), t. 6, fasc. 3.

2) Annales de Chimie et de Physique, 1850.

in volume come acqua, in quest' movimento con una temperatura di 0°, mentre la pressione varia da 100 a 8000 atm. la somma dei volumi occupati separatamente dall'ossigeno e dall'azoto (contenuti nella massa che occupa nelle condizioni normali l'unità di volume) ad ogni particolare valore della pressione, è uguale al volume della stessa massa, di aria, nelle identiche condizioni.

L'A. osserva però che per assicurare rigorosamente la legge di cui si tratta occorrerebbe seguire il fenomeno in una regione che comprendesse il punto critico di uno almeno dei due gas; ma questo finora non è stato fatto da alcuno.

GUILLET A. *Sopra un modo di funzionamento del pendolo* (pp. 94-97). — L'A. ha realizzato un pendolo che mantiene l'uguaglianza rigorosa di periodo e che è privo di perturbazioni, applicando i concetti esposti dal Lippmann nella sua nota precedente.

GUTTORI C. *Sul passaggio delle onde elettro magnetiche da un filo primario ad un filo secondario che gli è parallelo* (pp. 97-99). — L'A. ha sperimentato secondo il metodo elettrometrico del Bjerknes ed ha trovato che le onde secondarie hanno lo stesso periodo e lo stesso smorzamento delle le onde primarie: nel passaggio delle onde al conduttore secondario soltanto l'ampiezza di oscillazione è diminuita a causa della riflessione lungo il filo primario.

BRANLY E. *Telegrafia senza fili e collisioni in mare* (pp. 171-173).

VILLARD P. *Sui raggi catodici* (pp. 173-175). — Quando si diminuisce progressivamente la pressione in un tubo di Crookes, ad es. cilindrico, a catodo piano, largo e centrato, l'afflusso catodico riveste, al principio della sua apparizione, quasi tutto il

ando a fare il vuoto lo spazio
azione repulsiva delle pareti. La
usosa che si manifesta è respinta
duce una regione centrale uni-
più luminoso. Ad un vuoto ancora
orni dell'anello si ricongiungono e
afflusso poi continua a decrescere
oppresso ed allora la corrente non

opagazione dei raggi catodici ed
odici sono senza azione mutua ap-
re dei raggi catodici è sufficiente
one e repulsione osservati.

RIGHI A. *Sull'assorbimento di luce prodotto da un corpo situato in un campo magnetico* (pp. 216-218). — *Cir. N. Cim.* (4), t. VIII, pag. 102.

BRANLY E. *Resistenza elettrica al contatto di due dischi di uno stesso metallo* (pp. 219-231). — L'A. ha trovato che formando una pila a colonna di dischi di uno stesso metallo, gravati di un peso leggero, nel caso che si trattasse di dischi di zinco o di rame la resistenza elettrica era nulla, ma se si trattava di dischi di alluminio, di ferro o di bismuto, la resistenza era molto rilevante ma decresceva col tempo.

VILLARD P. *Sulla diffusione dei raggi catodici* (pp. 223-234). — L'A. sostiene che l'illuminazione emisferica della parete anticatodica di un tubo focus, da S. P. Thomson attribuita a dei raggi paracatodici, è invece dovuta a veri raggi catodici provenienti dalla diffusione dei raggi principali.

BUISSON H. *Misura della velocità delle particelle elettrizzate nella scarica operata dalla luce ultravioletta* (pp. 224-226). — L'A. ha constatato che tale velocità è indipendente dall'intensità della luce adoperata: in prima approssimazione sembra invece essere proporzionale al campo.

Le velocità misurate dall'A. variarono da 25 cm. al secondo, in un campo di 10 volts per cm., sino a 135 cm. al secondo in un campo di 60 volts. Però i risultati precedentemente ottenuti dal Prof. Righi, danno per queste velocità dei valori molto più grandi.

AIGNAN A. *Sulla teoria dei tubi ad ancia* (pp. 268-270). — L'A. mostra che leggi date da Helmholtz per la produzione e propagazione del suono in un tubo cilindrico in cui l'aria è posta in vibrazione da uno stantuffo animato di un moto vibratorio, non sono affatto applicabili al caso di un tubo ad ancia elastica.

GOLDSTEIN E. *Sui raggi catodici semplici* (pp. 318-320). — L'A. polemizza col Deslandres circa i rispettivi lavori relativi ai raggi catodici.

JANET P. *Sulle commutatrici* (pp. 351-353).

SEGUY G. *Modificazioni delle pressioni interne esercitate nei recipienti chiusi e vuoti e sottoposti alle influenze delle correnti elettriche* (pp. 385-387). — L'A. ha trovato che la pressione interna in un tubo a vuoto non è nè costante nè uniforme in tutte le parti del recipiente, quando esso è attraversato da una corrente elettrica qualunque.

E. CASTELLI.

generale trova che la curva dei risultati ha la stessa forma di quella che si ottiene quando l'elettricità passa a traverso un gas rarefatto. Varia poi in molti modi le esperienze, le quali mostrano che:

a. C'è un grande abbassamento di potenziale alla superficie di un metallo quando la scarica è causata dai raggi X;

b. Quest'abbassamento di potenziale è diminuito se i raggi X battono sul metallo;

c. È diminuito ancora di più quanto più il metallo assorbe i raggi X.

È interessante osservare che quest'ultimo risultato ha qualche analogia con quello trovato nel caso che la scarica sia operata dalla luce ultra violetta, poichè fu trovato avere una parte importante nel fenomeno l'assorbimento della luce per parte del metallo.

GORDON WEBSTER A. *Determinazione sperimentale del periodo di oscillazioni elettriche* (pp. 297-314). — Scopo di questa memoria è la verificazione sperimentale della formula che dà il periodo di oscillazione della corrente alternativa che si produce allorchè si scarica un condensatore sur un circuito con autoinduzione; ma poichè tale ricerca è stata fatta da Helmholtz prima e poi da Schiller, l'A., seguendo senz'altro il loro metodo, si propone di dare in misura assoluta, secondo il sistema d'unità elettriche oggi in uso, il valore delle quantità che entrano nella formula. La disposizione sperimentale usata è affatto diversa da quella dei due predetti scienziati, i quali, mediante un pendolo interruttore, interrompevano una corrente primaria che attraversava un rocchetto d'induzione, e misuravano nell'istante susseguente la differenza di potenziale agli estremi del secondario, in comunicazione con un condensatore, per mezzo d'un elettometro a quadranti.

L'A. invece evita l'uso d'un rocchetto d'induzione, poichè è noto che gli strati di filo di un rocchetto agiscono come un condensatore del quale è impossibile calcolare la capacità; adopra un rocchetto opportuno del quale è facile conoscere la capacità, e ne determina il coefficiente d'autoinduzione dalle dimensioni geometriche. Il condensatore è ad aria e la sua capacità è calcolata dalle sue dimensioni. L'interruttore a pendolo di Helmholtz è sostituito da un interruttore a gravità, il quale consiste in un cilindro d'acciaio che, sostenuto da un'elettro-calamita, può farsi cadere da diverse altezze per interrompere o chiudere un circuito con celerità variabile.

Insieme alla verificazione propostasi l'A. dai risultati ottenuti calcola il valore del rapporto ν delle unità, e trova $\nu = 3,0259 \cdot 10^{10}$ cm. sec. coll'errore dell'1 %.

G. ERCOLINI.

ai elettriche

(pp. 156-202). — L'A. si è proposto di risolvere sperimentalmente la seguente questione: Un dato eccitatore emette una sola specie di radiazione, ciò che è il caso, in ottica, d'una sorgente di luce monocromatica, o produce invece uno spettro continuo di radiazioni, come fa una sorgente di luce bianca? Ripetendo le esperienze di Hertz, Sarasin et de la Rive osservarono che, nei fenomeni di onde stazionarie, il valore dell'internodo è variabile col risonatore impiegato, e non sembra dipendere in alcun modo dall'eccitatore. Questo fatto, che chiamarono *risonanza multipla*, li condusse a supporre che la radiazione emessa dall'eccitatore non è semplice, ma in realtà costituisce uno spettro continuo d'oscillazioni, nel quale il risonatore vibra all'unisono di quella che gli è propria. Secondo l'A. peraltro questa spiegazione non è accettabile, poichè, se l'eccitatore emette una serie di radiazioni formanti una scala continua, la teoria del Thomson non gli è più applicabile, giacchè questa conclude per l'esistenza d'una sola radiazione; ed allora non si vede più per qual meccanismo le oscillazioni nascono nell'eccitatore. Il Poincaré propose un'altra teoria della risonanza multipla, che mantiene la teoria del Thomson, e quindi essa è la sola attualmente possibile. In essa si fanno due ipotesi: a) l'eccitatore e il risonatore possiedono ciascuno un periodo proprio ben determinato; b) le oscillazioni dell'eccitatore si smorzano molto più rapidamente di quelle del risonatore. Con queste due ipotesi l'A. svolge la teoria del fenomeno, e giunge a dimostrare che esse permettono di spiegare tutte le particolarità della risonanza multipla.

rose esperienze fatte, relative a quei metodi più differenti, termo-elettrico, micrometrico, concordano per li di propagazione d'una oscillazione e determinato. Di più molti altri in tutte le loro conseguenze, le due portate.

ritica generale contro le esperienze fa uso d'un filo di propagazione; ed una dei due fili una oscillazione determinati, non si può desumere ne non ne emetta altre. Ecco perchè

l'A. riprende ora la questione con un metodo assolutamente diretto, nel quale non intervengono nè risonatori, nè fili di propagazione, nè alcun sistema estraneo all'eccitatore, consistente nel dissociare, con uno specchio girante, la scintilla attraverso la quale ha luogo la scarica oscillante.

Con un'accurata discussione teorica l'A. dimostra che l'eccitatore dev'essere chiuso, simmetrico e di resistenza più piccola possibile; l'esperienza sola indicherà il rapporto che deve esistere fra la sua capacità e la sua auto-induzione, affinchè le oscillazioni possano fissarsi sur una carta sensibile.

Esso è costituito di tre parti distinte e facilmente separabili: il condensatore, il circuito di scarica e il micrometro a scintilla. Il primo è a capacità variabile, e consta di dodici lastre di ottone immerse in un bagno di olio. Il secondo si compone di due solenoidi destrorsi, disposti parallelamente, un polo dei quali comunica col micrometro a scintille. Due fili flessibili servono a comunicare le armature del condensatore con un punto qualunque di ogni solenoide: spostando la comunicazione si fa variare la lunghezza utile del solenoide corrispondente, e quindi l'auto-induzione del sistema. Il terzo è costituito da due sferette che pesano nell'olio di vasellina. L'immagine della scintilla cade prima sopra uno specchio girante, mosso da un motore apposito e che fa dai 400 ai 500 giri al secondo; e da questo poi viene riflessa sopra una carta molto sensibile, che si sviluppa con un bagno speciale.

Vien presa ogni cura sia perchè l'interruttore del rocchetto funzioni con regolarità, sia perchè lo specchio ruoti con velocità costante, sia perchè le fotografie riescano nettissime.

L'applicazione dello specchio girante allo studio dell'eccitatore elettrico, mostra la presenza in quest'apparecchio d'una oscillazione unica ben definita. Bisogna dunque rifiutare la spiegazione di Sarasin et de la Rive; l'eccitatore possiede un periodo ed un ammortimento ben determinati.

Non è neppure ammissibile l'altra spiegazione secondo la quale in ogni scarica, grazie al riscaldamento dovuto alla scintilla, ci sarebbe una serie d'oscillazioni successive di periodo progressivamente decrescente; perchè nelle prove ottenute dall'A., tutte le oscillazioni d'una medesima scarica erano sensibilmente uguali.

La sola interpretazione possibile della risonanza multipla è quella del Poincaré.

G. ERCOLINI.

(pp. 349-379). — Come nelle memorie precedenti gli A. sono in questa i dati principali relativi alle diverse forme costruite di galvanometri, aggiungendovi le indicazioni sulla recente costruzione, come ad esempio gli oscillografi. Per il galvanometro viene indicato il periodo di oscillazione, la divisione in divisioni per microampère per una scala di distanze dalla specchia, quella che si avrebbe se il periodo di 10 sec., e quella che corrisponderebbe, nelle medesime condizioni, ad una resistenza dei rocchetti uguale ad 1 ohm. Per gli apparecchi usati col metodo balistico, viene indicata anche la divisione per microcoulomb nelle stesse condizioni precedenti.

Le tavole che accompagnano questa memoria, contengono altre utili indicazioni, e gli A. trattano anche alcune questioni importanti della galvanometria, come ad es. l'uso dei galvanometri come ammetri o come voltmetri, l'uso di sistemi a periodo lungo nei metodi di zero; il moto non smorzato e quello critico.

WOOD R. W. *Dispersioni anormali della cianina* (pp. 2-10). — L'A. ha preparato dei prismi di anilina solida, di anilina frangente abbastanza grande e con superficie ottiche perfette, sciogliendo l'anilina col balsamo del Canada. Per neutralizzare l'effetto del balsamo, si adopra un prisma di questa sostanza di egual spessore uguale, ed opposto al primo, come nel caso dei solviti. Con la cianina l'A. riuscì anche a fare dei prismi simili fondendola fra due lastre inclinate di vetro. Con un prisma che ha un angolo di $12^{\circ} 35'$ si ha il modo di produrre uno spettro anormale, lungo 15 cm., nel quale i colori si su-

so. La nota contiene le loro rispettivi indici di rifrazione.

A. *Sulla circolazione della linfa* (pp. 387-393). — Alcu-

ella materia gassosa residua

Con tubi opportunamente co-

nessimi ad alette di mica, o

portare fra il catodo e l'anodo

percorsa dai raggi catodici,

il tubo si ha, ad alte rare,

verso l'anodo, che rappresenta

particelle scagliate dal ca-

rovocando i raggi catodici

occhetto di Ruhmkorff.

SCHUSTER A. *Sugli effetti possibili della magnetizzazione solare sulle variazioni del magnetismo terrestre* (pp. 395-402). — Nei diversi tentativi che sono stati fatti per stabilire una periodicità negli elementi del magnetismo terrestre, dipendente dalla rotazione solare, è stato sempre ammesso che il tempo periodico è quello della rivoluzione sinodica del sole. L'A., studiando questo problema, mostra che la rivoluzione solare non produce l'effetto che ad essa viene attribuito, perchè durante la rivoluzione periodica, la posizione dell'asse terrestre relativamente al raggio vettore che va dal sole alla terra viene a cambiare. I veri periodi son quelli prodotti dalla combinazione del periodo annuo e di quello sinodico.

JACKSON H. *Sulla fosforescenza* (pp. 402-414). — È una conferenza sui fenomeni presentati dalle sostanze fosforescenti sottoposte all'azione della luce solare e alle scariche elettriche.

LODGE O. *Sulla questione di una velocità assoluta e sulla funzione meccanica di un etere, con alcune osservazioni sulla pressione delle radiazioni* (pp. 414-426). — Nel 1889 il Newcomb richiamò l'attenzione sul fatto, che l'energia cinetica di una massa definita in moto con una data velocità dipende dal campione di quiete che è stato arbitrariamente scelto; o in altre parole, che l'energia è arbitraria e relativa come la velocità. Ciò, secondo il Newcomb, limiterebbe la validità del principio della conservazione dell'energia. L'A. fa osservare che niente, di ciò che conosciamo circa l'energia, accenna che essa sia una quantità relativa, e che nessuno riterrà che possa crearsi o distruggersi dell'energia con un semplice cambiamento nel punto a partire dal quale si valuta la velocità. Tuttavia la conservazione dell'energia, com'è intesa, richiede che si faccia attenzione alla velocità assoluta, ed è soltanto l'abituale vicinanza di un corpo di massa praticamente infinita, che ha mascherato l'ambiguità. Per es. nel caso della terra e di un grave che si muova verso di essa con la velocità assoluta u , la loro energia assoluta è $E_0 = \frac{1}{2} (M+m) u^2$; e quella relativa è nulla.

Ma se si scaglia il grave con la velocità addizionale v , e la terra acquista la velocità w , l'energia assoluta diviene E_1 , tale che sia

$$E_1 - E_0 = \frac{1}{2} m v^2 + \frac{1}{2} M w^2 + (m v - m w) u;$$

e poichè l'ultimo termine è zero, l'aumento dell'energia assoluta è uguale all'aumento di quella relativa, ma purchè la velocità comunicata sia valutata dal centro di massa, solo punto la cui velocità è realmente rimasta invariata. Ogni altra valutazione dell'energia

meni il Riecke ammette che una corrente galvanica sia sempre accompagnata da una corrente di calore, e una corrente di calore da una corrente galvanica.

Le velocità delle particelle positive e negative sono: per una differenza di potenziale di 1 unità C. G. S. per cm. u e $-v$; per una differenza di temperatura di 1° per cm. g_p e g_n . Nel campo magnetico H un ione positivo con la velocità U è azionato da una forza $H U$ per ogni unità di elettricità.

Il Riecke ammette poi che la velocità delle particelle nella direzione di questa forza sia zero nello stato di equilibrio nel caso del fenomeno Hall; l'equilibrio è raggiunto dall'azione combinata di una differenza di potenziale e di temperatura fra i lati della lamina. In tale ipotesi egli calcola in funzione di u , v , g_p , g_n prima il coefficiente di differenza galvanomagnetica di temperatura, cioè la differenza di temperatura per cm lineare per una differenza di potenziale di 1 e un campo magnetico 1, poi la rotazione delle linee equipotenziali nel fenomeno Hall. Deduce il coefficiente di differenza di potenziale termomagnetica, poi il coefficiente di differenza termomagnetica di temperatura, cioè la rotazione delle linee isoterme.

Osservando questi 4 fenomeni si possono perciò calcolare u , v , g_p , g_n . Il Riecke nel fare questi calcoli pone $g_p = g_n$: l'A. dimostra, ripetendo i calcoli coi dati usati dal Riecke, e facendo uso dei risultati di Ettingshausen, che questo non può ammettersi e che g_p e g_n non sono mai approssimativamente uguali.

Siccome a questi calcoli si può far l'obiezione che in essi si adottano coefficienti non determinati tutti sullo stesso campione di bismuto, l'A. ripete le misure dei vari fenomeni con la stessa lamina di bismuto deposta per elettrolisi da una soluzione di nitrato di bismuto, e adopra sempre lo stesso campo magnetico.

I metodi usati sono quelli stessi seguiti da Von Ettingshausen e Nernst. Applicando i suoi risultati alle formule del Riecke trova: $g_p = -1,304$ e $g_n = 0,046$.

L'A. fa osservare che secondo la teoria del Riecke i rapporti $\frac{g_p}{u}$ e $\frac{g_n}{v}$ non possono mai essere negativi, mentre le sue esperienze danno per la differenza termomagnetica di potenziale in campi deboli dei valori negativi. Siccome il fenomeno si mostra con regolarità, e perciò non si può pensare ad errori di osservazione, esso è inconciliabile con la teoria di Riecke. Crede l'A. che questa teoria debba essere modificata.

G. ERCOLINI.

GAS,

).

o esercitato dai gas
presenta sotto più
le ricerche di va-
proposito sono as-
sentano le relative

esperienze. Infatti, essendo i gas in generale poco assorbenti, è necessario studiarli sotto grandi spessori e ad alte pressioni, per avere effetti sensibili.

Lasciando da parte i lavori notissimi di Brewster, di Kirchhoff e quelli eseguiti sull'atmosfera terrestre e sul vapore d'acqua, ricorderò anzitutto le ricerche di Chappuis ¹⁾, il quale studiò lo spettro di assorbimento dell'ozono.

Per questo fece uso di un tubo lungo 4,50 m. e pieno di ossigeno ozonizzato, preparato alla pressione atmosferica e alla temperatura di 15° C. Trovò che tale spettro presentava undici bande oscure ben nette, nella parte ordinariamente visibile.

Variando le condizioni dell'esperienza, e cioè con tubi di diversa lunghezza e a pressioni da 1 a 45 atm., le suddette bande solo modificavansi rispetto all'intensità ed all'estensione.

2. Egoroff ²⁾ invece, che studiò lo stesso gas sotto uno spessore di 20 metri, ed alla pressione ordinaria, ebbe un risultato negativo.

attribuire le cause di risultati così
mentatori.

poi ³⁾ studiarono un miscuglio di
no le modificazioni che subisce
per effetto della elettrizzazione.

isica della R. Università di Pisa, diretto dal

358, 1882.

Essi poterono così seguire il passaggio dell'ossigeno in ozono, passaggio caratterizzato da un cambiamento nello spettro.

4. Janssen ¹⁾ in un lavoro importante sperimentò sull'idrogeno, sull'aria atmosferica e sull'ossigeno. I risultati negativi ottenuti dalle esperienze sull'idrogeno lo indussero nella convinzione che bisognava ricorrere a spessori enormi per avere lo spettro di assorbimento di questo gas. E infatti egli non poté ottenere assorbimento alcuno per uno spessore di 120 metri e con pressioni anche superiori a 30 atm.

Per l'ossigeno invece, posto in tubi rispettivamente di 20 m. e di 60 m. di lunghezza, sotto pressioni che variavano da quella ordinaria a quella di 27 atm., comparirono prima le righe A e B, e poi elevando la pressione, si presentarono fenomeni di assorbimento nella parte estrema del rosso. Infine a più forti pressioni apparvero tre bande oscure, una nel rosso, una nel giallo-verde presso D e una nel bleu.

5. Anche Egoroff ²⁾ dopo avere osservato che in un tubo di 20 m. di lunghezza l'acido carbonico e l'ammoniaca come l'ozono non presentavano assorbimento sensibile, studiò l'assorbimento dell'ossigeno. Questo gas sotto la pressione di 6 atm. e per uno spessore di 60 m. dava in maniera ben visibile il gruppo A, la banda preliminare, e le sette doppie del gruppo B.

Questi risultati, concordanti con quelli ottenuti da Janssen, uniti ai lavori notevoli del Thollon, rischiarano, secondo Egoroff, completamente l'origine delle righe telluriche della parte A — b dello spettro solare: 126 righe distribuite in ugual misura e identicamente nei gruppi A, B e α dipendono esclusivamente dall'ossigeno, le altre appartengono al vapore d'acqua.

6. Più tardi Janssen ³⁾ riprese lo studio dello spettro di assorbimento dell'ossigeno. In special modo egli fece rilevare la

1) C. R. 101, p. 649, 1885.

2) C. R. 101, p. 1143, 1885.

3) C. R. 102, p. 1352, 1886.

legge secondo cui si modifica l'assorbimento di questo gas quando si fa variare la densità e lo spessore attraversato dai raggi luminosi. L'assorbimento, secondo quelle esperienze, è proporzionale al prodotto dello spessore per il quadrato della densità.

Lo stesso fisico due anni dopo ¹⁾ estese e modificò questa legge dividendo lo spettro di assorbimento in due parti distinte; quella formata da righe sottili e quella formata da bande sfumate, che difficilmente si risolvono. Per le prime trovò che l'assorbimento varia proporzionalmente al prodotto dello spessore per la densità del gas, e per le seconde invece che la variazione è proporzionale al prodotto dello spessore per il quadrato della densità.

Le verificazioni sperimentali sono state eseguite su vastissima scala per pressioni superiori a 100 atm. e con tubi lunghi da m. 0,42 a m. 60.

In seguito poi ²⁾ verificò la legge delle bande di assorbimento, anche per le quantità di ossigeno contenuto nell'aria atmosferica.

7. Lo spettro di assorbimento dell'ossigeno fu anche studiato da Liveing e Dewar ³⁾, i quali più specialmente ricercarono l'assorbimento nella parte ultravioletta. L'ossigeno era contenuto in un tubo di acciaio lungo m. 1,65, largo m. 0,05, chiuso alle basi da due lastre di quarzo: una lente di quarzo contenuta nel tubo formava davanti allo spettroscopio l'immagine della sorgente luminosa. L'ossigeno poteva essere compresso fino a 140 atm. Alla pressione di 85 atm. si presentavano delle striscie di assorbimento in corrispondenza delle linee A e B; una striscia nera un po' diffusa fra $\lambda = 0\mu,6360$ e $\lambda = 0\mu,6225$; una striscia presso la riga D col massimo di oscurità corrispondente a $\lambda = 0\mu,5785$; una striscia nel verde a $\lambda = 0\mu,5350$ e una nel bleu da $\lambda = 0\mu,4795$ a $\lambda = 0\mu,4750$.

Queste striscie, che sono evidentemente quelle già vedute dal Janssen ⁴⁾, divenivano più scure alla pressione di 140 atm.

1) C. R. 106, p. 1118, 1888.

2) C. R. 120, p. 1805, 1895.

3) Phil. Mag. ser. 5, vol. 26, p. 236, 1888.

4) C. R. 102, p. 1352, 1886.

Per le osservazioni dello spettro ultravioletto fu adoperata una lastra fotografica. Il gas appariva affatto trasparente per i raggi violetti e ultravioletti fino a $\lambda = 0^{\mu},2745$. Da questo punto l'intensità dei raggi andava gradualmente diminuendo, e a $\lambda = 0^{\mu},2664$ appariva interamente assorbita.

L'anidride carbonica posta nel medesimo apparecchio non presentava a 50 atm. alcun assorbimento sensibile nello spettro luminoso.

8. Da questa rapida rivista delle ricerche fatte sin qui sullo spettro di assorbimento dei gas, risulta che l'unico gas studiato estesamente è l'ossigeno. Nelle esperienze su di esso sono stati adoperati mezzi assai potenti: da tubi di piccola lunghezza fino a tubi di 60 metri, da pressioni ordinarie fino a pressioni superiori a 100 atm.; e i risultati ottenuti dai vari sperimentatori, a parità di condizioni, sono concordanti. È dispiacevole però che quei mezzi non siano stati adoperati per lo studio di altri gas oltre quelli componenti l'atmosfera terrestre.

Io mi sono quindi proposto di fare su questo argomento uno studio esteso, sperimentando su spessori di gas di circa 70 metri, assoggettati a pressioni via via crescenti fino verso le 20 atm.

In questa prima parte mi sono limitato all'esame dello spettro luminoso.

Metodo tenuto nelle ricerche. — Descrizione degli apparecchi.

9. Il metodo da me seguito consisteva nel far passare attraverso un tubo contenente il gas in istudio un fascio di raggi luminosi, emessi da una sorgente luminosa situata a un'estremità del tubo stesso. All'altra estremità uno specchio piano rifletteva questi raggi lungo il tubo, e finalmente un secondo specchio situato in faccia alla prima estremità, rimandava i raggi medesimi per lo stesso cammino, fino a incontrare un sistema di lenti che li concentrava sulla fessura dello spettroscopio.

Un'apposita pompa serviva ad assoggettare il gas a pressioni diverse.

Darò un breve cenno delle varie parti dell'apparato.

uno concentrati. La
 erano disposti alla
 site viti potevano
 asse verticale, in
 ossibili.

compressione. —
 ubo, veniva in que-
 neumatica Carrè.
 in assorbimento si
 o a circa 10 mm.,
 di carbonio, idro-

poi il gas dentro
 una macchina a
 lt, capace di eser-
 e fino a circa 20

. — Per misurare
 ra portato il gas
 no servito di due
 lico sistema Bour-
 un' idea della pres-
 tro ad aria com-
 ra formato da una
 reti robuste (fig. 3),
 di 2 mm., lunga
 llimetri. La canna
 à-marino al tappo
 mediante il rigon-

' si avvitava a un
 t contenente mer-
 oio e procurava la
 tema. Nella canna
 soffiato inferior-
 P il cui volume era

all' incirca uguale a quello della parte rimanente della canna.

Prima che fosse chiusa all' estremità superiore, la canna fu accuratamente lavata con acido nitrico, acqua distillata e alcool, e asciugata con correnti d'aria calda. Dipoi ne fu studiato diligentemente il volume di ciascuna divisione, e da ultimo fu riempita di aria ben secca, e chiusa in cima alla fiamma.

Le pressioni si calcolavano in base alla legge di Boyle, tenuto conto delle correzioni di Regnault.

16. *Procedimento delle esperienze.* — La figura 4 (Tav. I) mostra chiaramente il modo col quale erano collegati gli apparecchi e la loro posizione reciproca. Il gas proveniente dal gassometro, dopo essersi essicato attraverso i tubi T (nella figura per semplicità sono in numero di due), veniva dalla pompa P compresso nel tubo B.

La comunicazione della pompa con il tubo B era fatta per mezzo di un tubo di piombo che si avvitava all' estremità inferiore di un pezzo R a tre tubulature, di cui quella laterale, munita di rubinetto r'' , metteva al tubo B. La tubulatura superiore, pure munita di rubinetto r , comunicava col pezzo di congiunzione V a quattro vie, per mezzo del quale si poteva a piacere stabilire il passaggio o ai manometri M, M', o alla pompa di Carrè C. Ciò si otteneva aprendo la chiavetta H o quella H'. Un foro chiuso dal tappo a vite t permetteva all' occorrenza la comunicazione coll' esterno. I rubinetti r , r' , r'' permettevano di isolare sia la pompa P, sia il tubo B; sia i manometri.

La sorgente luminosa rappresentata in E era chiusa dentro una camera oscura, il cui obbiettivo serviva a indirizzare i raggi parallelamente all'asse del tubo.

Lo spettroscopio finalmente rappresentato in O, riceveva il fascio luminoso attraverso le lenti L, L'.

Ecco come facevo per eseguire una esperienza:

Dopo avere preparato in un grande gassometro la quantità conveniente del gas che volevo studiare, vuotavo il tubo del-

nello spettro luminoso sotto uno spessore di 20 metri e per pressioni presumibilmente di circa 6 atm., tuttavia ho voluto assoggettare questo gas a nuove esperienze, potendo io disporre di pressioni più forti e di più grande spessore.

L'anidride carbonica fu preparata scomponendo il marmo coll'acido cloroidrico. Man mano che si sviluppava, era fatta passare per una boccia di lavaggio contenente una soluzione di carbonato sodico, ed era raccolta in appositi gassometri. Di poi veniva compressa nel tubo sperimentale, facendola avanti gorgogliare attraverso l'acido solforico concentrato, contenuto in tre boccie di lavaggio, e attraverso due tubi contenenti cloruro di calcio, per modo da essere certi che essa fosse ben secca.

L'esperienza ha dato risultati negativi. A 18 atm. e colla disposizione degli specchi, in modo che i raggi luminosi attraversavano uno spessore di 70 m., nello spettro non si scorgeva traccia di assorbimento alcuno. Volendo anche provare se con una pressione maggiore fosse possibile ottenere migliore risultato, ho ripetuto l'esperienza servendomi dell'anidride carbonica liquida, quale si trova nel commercio in appositi recipienti. Per evitare anche in questo caso ogni eventuale traccia di umidità, interposi fra il recipiente che conteneva l'anidride e il tubo sperimentale un robusto vaso di rame, resistente alla pressione, e pieno di cloruro di calcio. Sono arrivato così a sottoporre il gas a una pressione di 22 atm. e neppure in questo caso riscontrai alcun assorbimento sensibile.

Azoto.

19. Esso fu preparato facendo passare una corrente d'aria secca attraverso un lungo tubo di ferro contenente ritagli di rame riscaldato al calor rosso.

Il gas, prima di essere raccolto nel gassometro, veniva fatto gorgogliare attraverso più vasi contenenti una soluzione di acido pirogallico e di idrato sodico mescolati insieme, e poi attraverso una soluzione concentrata di idrato sodico. Infine fu disseccato nello stesso modo che l'anidride carbonica.

L'azoto, compresso fino a 15 atm., non ha presentato tracce di assorbimento, neppure quando si adoperava la disposi-

azione del

carburo di calcio nell'acqua. Lo si fece passare attraverso a una prima soluzione di idrato potassico e a una seconda di bcloruro mercurico acidulata con acido cloroidrico, per togliere l'idrogeno solforato e l'idrogeno fosforato che avesse potuto contenere, e lo si disseccò nel solito modo.

I risultati ottenuti con questo gas furono assai notevoli.

Ho fatto le prime osservazioni, togliendo gli specchi dal tubo, in modo che i raggi luminosi attraversassero soltanto una volta il tubo stesso.

Alla pressione di 16 atm. sono apparse :

I. una banda nel rosso della larghezza di circa 2 mm. Questa banda era più intensa dalla parte dell'aranciato e andata via via sfumando verso il rosso : essa si estendeva da $\lambda = 0^{\mu},6842$ a $\lambda = 0^{\mu},6815$;

II. una riga sottile nell'aranciato ben netta corrispondente a $\lambda = 0^{\mu},6421$;

III. una seconda riga sottile vicinissima alla precedente e corrispondente a $\lambda = 0^{\mu},6417$;

IV. una riga grossa e ben marcata nell'aranciato, particolarmente intensa corrispondente a $\lambda = 0^{\mu},6395$;

V. una riga nel giallo corrispondente a $\lambda = 0^{\mu},5707$;

VI. una riga nel verde più distinta della precedente corrispondente a $\lambda = 0^{\mu},5419$:

na riga appena visibile cor-

a 10 atm. è scomparsa la

a nell'aranciato $\lambda = 0^{\mu},6421$

la nel rosso, e l'altra riga nel

nell'aranciato $\lambda = 0^{\mu},6417$.

Non rimaneva quindi che la riga fondamentale dell'aranciato, che è scomparsa a circa 3,5 atm.

Ho provato di poi ad osservare lo spettro quando il raggio, in grazia alla disposizione degli specchi, attraversava il tubo tre volte. Credo bene osservare che per l'acetilene mi fu di non poca difficoltà l'aggiustatura degli specchi, perchè l'immagine del filamento incandescente della lampada non riusciva ben netta all'altra estremità del tubo, per modo che ho dovuto contentarmi di uno spettro molto debole, che mi rendeva anche oltremodo faticosa l'osservazione delle bande.

Tuttavia alla pressione di 16 atm. lo spettro di assorbimento appariva leggermente diverso da quello osservato pel semplice spessore di 25 m.

Le tre righe nell'aranciato, pur mantenendosi visibili, facevano parte di un'unica banda oscura che si estendeva da $\lambda = 0^{\mu},6426$ a $\lambda = 0^{\mu},6395$. Oltre a ciò era visibile, sebbene con fatica, una riga molto sfumata nel violetto, corrispondente a $\lambda = 0^{\mu},4062$.

Col diminuire della pressione lo spettro naturalmente andava modificandosi.

A 14 atm. era scomparsa la riga nel violetto.

A 7,5 atm. era scomparsa quella nel giallo.

A 6 atm. appariva debolissima la banda nel rosso; era scomparsa la riga estrema nell'aranciato $\lambda = 0^{\mu},6421$ e la riga nel verde $\lambda = 0^{\mu},5435$.

A 5,5 atm. era scomparsa anche la banda nel rosso; a 3,5 era scomparsa l'altra riga nel verde, e non restava se non la riga fondamentale nell'aranciato e l'altra prossima a essa debolissima. Quest'ultima poi scompariva a 3 atm.

A 2 atm. finalmente era visibile con fatica la riga fondamentale dell'aranciato, che spariva appena diminuita di poco la pressione.

Credo opportuno notare che lo spettro d'assorbimento dell'acetilene è stato osservato con due prismi, per aumentare la dispersione. Con un prisma soltanto, e con lo spessore di circa 25 m., le tre righe nell'aranciato non apparivano separate, ma era visibile al loro posto un'unica banda oscura,

vatori.

L'ossigeno è stato preparato trattando a caldo il biossido di manganese con acido solforico: lo si è fatto quindi passare per una soluzione concentrata di idrato potassico, onde trattene l'anidride carbonica che potesse essersi sviluppata per la decomposizione di qualche carbonato contenuto nel sale.

Le bande osservate alla pressione di 14 atm. e senza la disposizione degli specchi erano due: la prima in corrispondenza della riga A di Fraunhofer, e la seconda in corrispondenza della riga B. Tali bande sappiamo per i lavori di Egoroff, essere costituite rispettivamente dai due gruppi che la riga A e la riga B formano con le righe contigue.

A 4 atm. spariva anche la B. ecchi invece, alla pressione di no pure visibili la banda nel a nel bleu molto debole, già atori. Quest' ultima spariva a

sibile la A, la B e la banda nel

o B soltanto.

ntre la B non spariva che a

solforato.

mediante la reazione dell' acido . Non potendolo raccogliere in olubilità nell'acqua, lo compri-

mevo nel tubo via via che esso si sviluppava, facendolo però prima passare attraverso più boccie di lavaggio, e attraverso quattro tubi contenenti cloruro di calcio per disseccarlo.

La pressione a cui è stato sottoposto questo gas era di poco superiore a 12 atm. Non ho voluto spingere la compressione più oltre, poichè l'idrogeno solforato come è noto, alla temperatura ordinaria e a circa 14 atm. passa allo stato liquido.

A tale pressione e sotto lo spessore di circa 25 metri non appariva traccia di assorbimento. Colla disposizione degli specchi, cioè sotto uno spessore di circa 70 metri, è apparsa solamente una banda nel rosso che si estendeva da $\lambda = 0^{\mu},6735$ a $\lambda = 0^{\mu},6781$. Essa era un po' debole e richiedeva una luce intensa per essere osservata distintamente.

Col diminuire della pressione si vedeva ancora a 8,5 atm.; a 7 atm. era appena visibile con molta fatica, e scompariva appena diminuita di poco la pressione.

Ossido di carbonio.

23. Ho preparato questo gas facendo passare una corrente di anidride carbonica secca attraverso dei pezzetti di carbone contenuti in un tubo di ferro reso incandescente. Perchè tutta l'anidride carbonica si riducesse allo stato di ossido, ho fatto sì che il gas attraversasse il tubo bolla a bolla. Prima che il gas medesimo entrasse nei gassometri, e dipoi nel passare dai gassometri al tubo sperimentale, attraversava diverse boccie di lavaggio contenenti una soluzione concentrata di idrato sodico per trattenere l'anidride carbonica che non fosse stata ridotta. Esso veniva quindi disseccato al solito con acido solforico concentrato e con cloruro di calcio. A causa dell'estrema lentezza con cui questo gas si prepara, mi sono dovuto limitare a raggiungere solo una pressione di 10 atm. circa.

In queste condizioni non ho potuto osservare alcun assorbimento sensibile, neppure quando il raggio luminoso attraversava uno spessore del gas di circa 70 metri.

24. Per i gas che presentano assorbimento, ho disegnato la posizione delle bande e delle righe, quali esse appaiono al-

lorchè vengono osservati sotto uno spessore di 70 m., e alla pressione di circa 18 atmosfere.

Gli spettri così ottenuti sono riportati nella Tav. I.

Istituto di Fisica della R. Università di Pisa.

Gennaio 1899.

POLARIZZAZIONE DELL'ACQUA DISAERATA.

Ricerche sperimentali del Dott. R. FEDERICO ¹⁾.

1. Avendo la possibilità di ottenere facilmente e in poco tempo dell'acqua disaerata assai meglio che coi processi di ebollizione lungamente continuata, non mi parve privo di interesse studiare in essa il corso della polarizzazione elettrolitica, e vedere fino a qual punto poteva questa essere modificata dall'aria o dai gas che l'acqua stessa avesse potuto disciogliere.

Sull'argomento è stato fatto ben poco da altri sperimentatori. E infatti non possiamo tenere in gran conto le esperienze di Crova ²⁾ e di Exner ³⁾, i quali incidentalmente e con poco profitto tentarono di esaminare se cambiava la f. e. m. di polarizzazione massima in alcuni elettroliti, che venivano tenuti nel vuoto per estrarne i gas disciolti. Nè si collegano direttamente coll'argomento che mi sono accinto di trattare i lavori di H. von Helmholtz ⁴⁾, il quale più specialmente studiò l'influenza dei gas disciolti nell'acqua sull'elettrolisi di questa, osservando contemporaneamente se era diversa la f. e. m. minima necessaria alla scomposizione dell'acqua quando questa era aerata e quando i gas disciolti venivano asportati con una pompa a mercurio.

1) Lavoro eseguito nell'Istituto di Fisica della R. Università di Pisa, diretto dal Prof. A. Battelli.

2) Annales de Chem. et de Phys. (3), 6^a, p. 436, 1863.

3) Wied. Ann. vol. 5, p. 388, 1878.

4) Berl. Monatsber. 17 Juli, p. 559 e 587, 1873. — Pogg. Ann. 150, p. 486, 1873. Proceed. Roy. Soc. Edinb. p. 202, 1880-1881.

Più direttamente invece si collegano con le mie esperienze quelle del Bartoli riferite nel suo importante lavoro « *Leggi sulle polarità galvaniche* » ¹⁾. Egli espresse i risultati delle sue ricerche con la formula:

$$(1) \quad P = A \left(1 - 10^{-\frac{\alpha q}{s}} \right)$$

nella quale A ed α sono costanti dipendenti dalla natura degli elettrodi e dell'elettrolito, s esprime la superficie degli elettrodi, q la quantità di elettricità trasportata dalla corrente polarizzante.

In seguito egli sperimentò con liquidi disaerati, e trovò che α aveva sensibilmente lo stesso valore tanto nel liquido perfettamente purgato d'aria per mezzo di una pompa a mercurio di Geissler e così mantenuto da settimane, quanto nel liquido saturo d'aria. Per A non ottenne che piccolissime variazioni; il suo valore era un po' più piccolo per l'acqua aerata che per quella priva d'aria, ma di una quantità non facile a determinarsi.

Ritenne quindi che la formula (1) fosse applicabile con molta approssimazione, tanto nel caso che il liquido alla pressione ordinaria contenesse in soluzione dell'aria, quanto nel caso che ne fosse privo. Ma tali risultati sono lungi dallo sciogliere la questione. Prima di tutto le esperienze con il liquido aerato e con quello senz'aria furono eseguite a pressioni differenti, poichè il primo fu studiato alla pressione ordinaria, mentre il secondo lo fu nel vuoto. Tale differenza nella pressione doveva apportare una variazione nella f. e. m. di polarizzazione, la quale — come si vedrà dalle mie esperienze — è in senso contrario a quella prodotta dai gas disciolti nell'elettrolito; l'uno effetto adunque poteva distruggere l'altro.

In secondo luogo l'elettrolito adoperato non era dell'acqua pura ma una soluzione più o meno diluita di acidi, e noi non possiamo affermare a priori che la presenza di acido nel liquido non possa modificare e anche annullare l'influenza dei gas disciolti.

1) Nuovo Cimento, S. 3. vol. 7. p. 234, 1880.

il basso ad angolo retto ed alla sua estremità era saldato il voltmetro P che ho descritto avanti.

Per ottenere l'acqua con questo apparecchio, dopo aver quasi riempito il pallone A con cristalli di carbonato sodico, e dopo averlo masticiato alla canna V, facevo il vuoto con la pompa a mercurio, essendo, come dissi, chiusa alla lampada l'estremità del cannello E. Seguitavo a fare il vuoto finchè la pressione non fosse arrivata a un paio di millimetri di mercurio; una rarefazione maggiore non era possibile ottenere a causa della tensione del vapor d'acqua che si sviluppava dal carbonato sodico. Allora scaldavo leggermente, sino a 20° C. circa, il pallone A per un quarto d'ora o poco più.

Il riscaldamento era effettuato per mezzo di un bagno maria: così evitavo le possibili rotture del pallone. Durante questo primo riscaldamento seguitavo a far agire la pompa, in modo che insieme al vapor d'acqua venissero trascinate via anche le ultime tracce di aria. Quando stimavo sufficiente la durata di questa operazione, chiudevo la comunicazione con la pompa, fondendo in C con un colpo di fiamma il tubo all'uopo preventivamente affilato, e ponevo al di sotto del voltmetro P un vaso contenente acqua e ghiaccio, in modo che il voltmetro vi fosse totalmente immerso. Indi scaldavo il palloncino A fino a circa 80°; il carbonato sodico fondeva dapprima nella sua acqua di cristallizzazione, la quale in seguito cominciava a bollire; i vapori di essa venivano a condensarsi e a raccogliersi in P. Quando avevo distillato la quantità di acqua necessaria, sospendevo il riscaldamento e lasciavo raffreddare tutto l'apparecchio.

L'acqua ottenuta in questa maniera era assai più disaerata che quella ottenuta con qualunque altro processo: alla pressione ordinaria essa dava sussulti soltanto a 190° circa, e nel vuoto a 80° C.

c) *Modo di eseguire una esperienza completa.* — Preparata l'acqua disaerata alla temperatura dell'ambiente, procedo all'esperienza. La pila polarizzante e quella compensante le preparavo qualche ora avanti, in modo da esser certo che al momento dell'esperienza avessero raggiunto il regime c

zione e aspettavo che le bollicine d'aria sospese nell'acqua svanissero; indi misuravo la f. e. m. di polarizzazione. Seguivo in tal modo la variazione di essa, man mano che l'acqua andava aerandosi. Naturalmente ad ogni esperienza notavo la temperatura dell'ambiente, per tener conto della sua influenza sulla variazione della f. e. m. di polarizzazione.

Seguitavo in tal modo a ripetere le misure ad intervalli sempre più grandi, via via che le variazioni nella polarizzazione si rendevano sempre più piccole, cioè a misura che l'acqua si saturava d'aria.

In via secondaria ho provato a far gorgogliare attraverso l'acqua altri gas diversi dall'aria, e in special modo ossigeno, idrogeno e azoto; in questo caso i gas preparati e purificati con cura erano raccolti in un gassometro, e costretti anch'essi a passare attraverso una boccia di lavaggio prima di arrivare al voltmetro.

4. Risultati generali delle esperienze. — Faccio seguire senz'altro i risultati che ho ottenuti dalle esperienze.

Come ho detto nei miei precedenti lavori sulla polarizzazione, osservo anche qui che l'ultima cifra decimale nei valori delle f. e. m. riferite non è del tutto esatta, sia perchè la diminuzione della polarizzazione per la non istantanea chiusura del voltmetro sull'elettrometro poteva raggiungere 0,002 volta, sia perchè era facile commettere errori dello stesso ordine di grandezza per via della lettura della graduazione del reostato a liquido. Tale cifra decimale è quindi approssimata di due o tre unità.

Dividerò in diversi gruppi i risultati delle esperienze, a seconda del gas adoperato per saturare l'acqua.

Ho già detto che questa veniva ottenuta molto ben distaccata. Riguardo alla sua purezza faccio osservare che collegando il voltmetro direttamente con la pila polarizzante, senza intercalare alcuna resistenza ausiliaria, nel vuoto avevo solo una debole, ma ben visibile, scomposizione dell'acqua. Alla pressione ordinaria l'elettrolisi era molto minore; solo delle piccole bollicine, che si seguivano ad intervalli di uno e due

IV. Esperienze con l'azoto.

8. L'azoto è stato preparato facendo passare una corrente d'aria attraverso frammenti di rame riscaldato.

Il gas è stato condotto poi attraverso una soluzione di acido pirogallico e idrato sodico mescolati per fissare le tracce di ossigeno non assorbito dal rame, e attraverso una soluzione di idrato sodico per assorbire l'anidride carbonica.

8.

| ora in cui è stata eseguita l'esperienza | f. e. m. massima di polarizzaz. in volta | temperatura in gradi centigradi | OSSERVAZIONI |
|--|--|---------------------------------------|---|
| ore 8,28' | 2,415 | 9,5 | La misura è stata eseguita quando nel voltmetro vi era il vuoto. |
| 8,35 | 2,413 | 9,5 | |
| 8,41 | 2,421 | 9,5 | |
| 8,57 | 2,419 | 9,8 | Ho fatto rientrare l'aria. |
| 9,15 | 2,419 | 9,8 | Ho cominciato a far gorgogliare l'azoto. |
| 9,29 | 2,415 | 9,9 | |
| 9,45 | 2,420 | 9,8 | |
| 10,0 | 2,418 | 9,9 | |
| 10,20 | 2,419 | 10,1 | |
| 10,42 | 2,416 | 10,1 | |
| 11,5 | 2,415 | 10,2 | |
| 11,38 | 2,416 | 10,1 | |
| 12,4 | 2,416 | 10,2 | |
| 12,40 | 2,415 | 10,4 | |
| 13,20 | 2,415 | 10,4 | |
| 14,20 | 2,414 | 10,4 | |
| 15,30 | 2,416 | 10,5 | |

9.

| ora in cui è stata eseguita l'esperienza | f. e. m. massima di polarizzaz. in volta | temperatura in gradi centigradi | OSSE R V A Z I O N I |
|--|--|---------------------------------------|--|
| ore 13,43' | 2,391 | 12,5 ⁰ | La misura è stata eseguita quando nel voltmetro vi era il vuoto. |
| 13,50 | 2,389 | 12,4 | |
| 13,56 | 2,398 | 12,4 | Ho fatto rientrare l'aria. Ho cominciato a far gorgogliare l'azoto. |
| 14,12 | 2,398 | 12,4 | |
| 14,35 | 2,395 | 12,5 | |
| 14,56 | 2,390 | 12,4 | |
| 15,21 | 2,395 | 12,4 | |
| 15,48 | 2,394 | 12,4 | |
| 16,30 | 2,390 | 12,3 | |
| 17,12 | 2,394 | 12,3 | |
| 18,5 | 2,398 | 12,2 | |

9. Esaminando le precedenti tabelle, riesce evidente l'influenza dei gas disciolti nell'elettrolito sulla f. e. m. massima di polarizzazione. L'influenza dei vari gas però non è la medesima; infatti mentre quando nell'elettrolito disaerato si fa disciogliere dell'ossigeno si ha una sensibile diminuzione della polarizzazione, adoperando l'idrogeno la diminuzione è anche più piccola, e con l'azoto non abbiamo visibilmente variazione alcuna.

Si è indotti a credere che quando si adopera l'aria per aereggiare il liquido, l'influenza di questa sulla polarizzazione sia soprattutto dovuta all'ossigeno in essa contenuto.

E infatti nelle esperienze con l'ossigeno la diminuzione della f. e. m. massima di polarizzazione è più grande che nelle esperienze fatte con l'aria, in cui l'azione dell'ossigeno può essere mitigata dall'azoto con esso mescolato; ciò appare dai numeri delle tabelle precedenti; e infatti mentre per l'ossigeno la diminuzione della f. e. m. massima di polarizzazione raggiunge in media 0,019 volta, per l'aria tale diminuzione è in media 0,012 volta.

Naturalmente ho calcolato questi valori della diminuzione prendendo la differenza fra il primo valore della f. e. m. alla

pressione ordinaria prima di far gorgogliare il gas attraverso il liquido, e l'ultimo valore alla fine dell'esperienza.

10. Finalmente, per assicurarmi del tutto che le variazioni osservate fossero dovute unicamente all'azione dei gas disciolti nell'acqua, ho fatto varie esperienze preparando l'acqua nella stessa maniera descritta avanti, ma senza fare il vuoto nell'apparecchio.

In tal modo essendo fatta la distillazione nell'aria, ed essendo lasciato il liquido riposare pure in presenza dell'aria, l'acqua ottenuta non poteva essere disaerata.

10.

| ora in cui è stata eseguita l'esperienza | f. e. m. massima di polarizzaz. in volta | temperatura in gradi centigradi | OSSE R V A Z I O N I |
|--|--|---------------------------------|--|
| ore 8,48' | 2,415 | 10,5 ⁰ | } L'esperienza è stata eseguita alla pressione ordinaria. Ho cominciato a far gorgogliare l'aria. |
| 8,55 | 2,410 | 10,6 | |
| 9,10 | 2,412 | 10,6 | |
| 9,28 | 2,414 | 10,6 | |
| 9,51 | 2,411 | 10,7 | |
| 10,35 | 2,413 | 10,6 | |
| 11,20 | 2,410 | 10,9 | |
| 12,40 | 2,410 | 11,0 | |
| 13,30 | 2,408 | 11,3 | |

11.

| ora in cui è stata eseguita l'esperienza | f. e. m. massima di polarizzaz. in volta | temperatura in gradi centigradi | OSSE R V A Z I O N I |
|--|--|---------------------------------|--|
| ore 12,45' | 2,399 | 11,2 ⁰ | } L'esperienza è stata eseguita alla pressione ordinaria. Ho cominciato a far gorgogliare l'aria. |
| 12,51 | 2,399 | 11,2 | |
| 12,57 | 2,397 | 11,2 | |
| 13,15 | 2,340 | 11,0 | |
| 13,34 | 2,398 | 11,2 | |
| 13,50 | 2,398 | 11,1 | |
| 14,20 | 2,341 | 11,0 | |
| 15,0 | 2,340 | 10,9 | |
| 15,40 | 2,399 | 10,9 | |
| 16,20 | 2,396 | 11,0 | |
| 17,30 | 2,398 | 11,0 | |

Se consideriamo però che dei tre apparati usati dal Lamotte, uno gli diede quei rapporti crescenti, un altro decrescenti ed il terzo li diede decrescenti fino ad una certa distanza del ponte e crescenti per distanze maggiori, dobbiamo concludere che la legge di variazione di questi rapporti non è una caratteristica dell'apparato Blondlot in genere, ma dipende dai dettagli di costruzione. Non credo quindi si possa fondarsi sopra una differenza che dipende da una circostanza così accidentale, per dichiarare, come fa il Lamotte, che i suoi risultati differiscono considerevolmente (*beträchtlich abweichen*) dai miei, mentre vi sono tante altre ragioni per riconoscerne la concordanza.

Veniamo all'apparato di Lecher. Anche riguardo a questo il Lamotte dichiara esservi sostanziali discordanze (*wesentlich abweichende Resultate*) fra i suoi risultati ed i miei. Tali discordanze consisterebbero in ciò, che, mentre io non ebbi dall'apparato che due sole vibrazioni differenti, da me chiamate primaria e secondaria, delle quali solo la prima poteva dedursi dalla formula di Kirchhoff, il Lamotte trovò invece fino a quattro vibrazioni tutte deducibili da questa formula.

Al Lamotte è però sfuggita una circostanza importante, che cioè le vibrazioni da me considerate sono *vibrazioni che non presentano nodi intermedi fra il ponte ed i condensatori* che hanno perciò la semionda, $\lambda/2$, di lunghezza maggiore della distanza l , fra il ponte ed i condensatori. Delle vibrazioni con nodi intermedi era superfluo occuparsi non differendo esse dalle precedenti che per l'aggiunta di un numero intero di semionde, aggiunta che si può fare con facilità per trovare le posizioni di tutti i nodi successivi al primo.

Ora, se osserviamo una qualunque delle tabelle dei risultati del Lamotte, per es. quella riprodotta qui sotto da pag. 99 della sua memoria, vediamo che solo i valori $\lambda/2$ della vibrazione fondamentale soddisfanno alla condizione $\lambda/2 > l$, per tutte le altre vibrazioni si ha invece: $\frac{\lambda_1}{2}, \frac{\lambda_2}{2}, \frac{\lambda_3}{2} < l$; esse ammettono quindi due o più nodi intermedi fra il ponte ed i condensatori, ed è naturale che il Lamotte ne abbia trovate fino

Si riconosce intanto a colpo d'occhio quali sono le vibrazioni per le quali $\lambda/2 < l$, giacchè i punti che le rappresentano cadono nella regione compresa fra la retta a 45° , AB, e l'asse delle ascisse.

Per costruire le linee nodali non si ha che da trasportare i punti (+) parallelamente all'asse delle ascisse, verso destra o verso sinistra, di un numero intero di mezze onde, con che si ottengono i punti indicati nella figura col segno +. Si vede che i punti segnati (+) ed i punti segnati - da essi dedotti, si allineano secondo le linee nodali N_1, N_2, N_3, N_4 , ed in particolare, che tutti i punti corrispondenti alle vibrazioni armoniche, $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$, del Lamotte, opportunamente trasportati verso sinistra si allineano sul prolungamento della linea nodale N_1 che comprende i punti appartenenti alla vibrazione fondamentale.

Tali vibrazioni armoniche, altro quindi non sono, come sopra dissi, che le vibrazioni fondamentali che il Lamotte avrebbe ottenute collocando il ponte a distanze l minori di un metro.

Ora, quelle che io denomino *vibrazioni primarie* sono tutte le vibrazioni rappresentate dai punti della linea nodale N_1 fino al suo incontro coll'asse delle ordinate. Rimane così provato che non solo il Lamotte non trovò coll'apparato di Lecher un numero di vibrazioni maggiore delle due da me trovate, ma che anzi tutte le vibrazioni da lui osservate appartengono alla categoria delle *vibrazioni primarie* e mancano le *vibrazioni secondarie*. Siccome poi, per tutte le vibrazioni primarie dimostrarai valevole la formula di Kirchhoff, così è naturale che il Lamotte abbia potuto dedurre dalla medesima tutte le vibrazioni da lui riscontrate.

A conclusioni identiche si perviene discutendo collo stesso metodo i risultati delle altre serie di esperienze del Lamotte, dirò anzi di più che, applicando lo stesso metodo di discussione anche alle serie di esperienze eseguite dal Lamotte coll'apparato Blondlot, si trova che le tre vibrazioni da lui trovate coi due primi apparecchi si riducono a due, e le cinque vibrazioni del terzo apparato si riducono tutt'al più a tre.

Può parer strano che il Lamotte, nel suo studio così diligente coll'apparato di Lecher, non si sia imbattuto in vibra-

ni secondarie.

usati le vibra-
riori a quelle
la disposizione
ella dei suoi ri-
contrassegnate
este lunghezze
no molto pros-
ncontra l' asse-
erienze, segna
econdarie.

ondarie, il La-
posizione esperi-
. sicurezza delle
eterminare col
ssero vibrazioni
entando per es.
ntervallo della

Dott. von Gei-
. teorica e veri-
brazioni fonda-
o egli calcolate
a soddisfacente
t primarie e se-
ute esperimen-

erienze del La-
e gli armonici

Blondlot sono
lal Dr. Lamotte,
nte, per quanto

ze di altezze più
oranee fatte alla
di Capodimonte
m.).

comunicati dal
le Scienze (l'ul-
803) e lo condus-
giornate calme e
ria alla stazione
riore ».

seguito confer-
agli Osservatori
quelle fatte in al-
ne, come l'altra
nell'ultima com-
da lui ottenuti in
sono esposti in
1. sotto il titolo
elettrico dell'aria
scensione, dice il
revoli, il cielo era
lo gli strati bassi
potè concludere
ce quando au-

è generalmente
ne, meno rapida
. Le osservazioni
mare quelle del
cordare il nome.
ore ha scritto la
la priorità della
isce col crescere

erficie della terra
più di 1000 metri
ne la diminuzione
ometro di eleva-
ovato dal Palmieri

e tante volte verificato anche dal Prof. E. Seminola che co-
l'apparire delle caligini, e spesso anche prima che quest
siano visibili, il potenziale elettrico dell'aria cresce notevol-
mente.

Ciò posto il potenziale elettrico dell'aria di 150 volta in-
vato dal Cadet alla superficie della terra può benissimo esser
dovuto alle caligini basse da lui osservate, se queste fossero
mancate, come sarebbe avvenuto elevandosi nelle ore più avan-
zate del giorno, il potenziale elettrico della terra sarebbe sta-
to meno alto, e quindi sarebbe stata meno rapida la diminuzione
nel primo chilometro di osservazione, come del resto risulta
dalle stesse osservazioni eseguite dal Palmieri.

L. MAGRI.

**RICERCHE SUL FENOMENO RESIDUO NEI TUBI A RAREFAZIONE ELEVATA,
di ALESSANDRO SANDRUCCI.**

(Largo sunto della Nota pubblicata nei Rendiconti della R. Accademia dei Lincei.
Vol. 8^o, 1^o sem., ser. 5., fasc. 8^o, 1899).

L'A. chiama fenomeno residuo, indicandolo per brevità
con la notazione F. R., il fenomeno da lui osservato nei tubi
del Crookes, per cui il catodo prosegue ad emettere raggi ca-
todici dopo cessata l'azione eccitatrice del tubo ¹⁾).

Essendogli stato osservato che nel fenomeno avrebbe po-
tuto aver parte essenziale o totale il rocchetto eccitatore, po-
chè la relazione dei suoi esperimenti lasciava il dubbio che
egli non avesse staccato il rocchetto dal tubo durante l'azione
del campo magnetico (e in realtà era vero), l'A. ha voluto
iniziare una serie di esperienze per chiarir questo punto e
più che altro ricercare se il F. R. si producesse anche cogli
effluvi unipolari.

Le esperienze che l'A. riferisce lo hanno condotto a sta-
bilire che il F. R. non dipende da un'azione susseguente nel
l'apparecchio eccitatore; che si produce con intensità e durata

1) A. Sandrucci — Fosforescenza del vetro ed emissione di raggi catodici causati
l'azione eccitatrice del tubo. — N. Cimento, S. 4., vol. 6, Novembre 1897.

È notevole che la figura di concentrazione dei catodici del F. R., oltre venire a formarsi proprio là dove formasi quella simile, ma più intensa, nel funzionamento del rocchetto, tremola leggermente, come tremola questa forse per oscillazioni dell'elettrodo: il che conferma, se ancora ce n'è bisogno, che il F. R. è dato da un vero proseguimento di emissione di normalcatodici da parte dell'elettrodo.

Il n. 2 con l'effluvio (—) in nessuno dei casi possibili, relativi ai due elettrodi, produce F. R.: lo sviluppa invece così intenso col (+) che l'A. ne approfitta per verificare la supposta dipendenza del fenomeno dal rocchetto. Colloca il tubo periforme col diametro maggiore verticale e l'elettrodo *concaro* (terminale) in basso: da questo parte un filo di rame che pesca in un pozzetto di mercurio, nel quale pesca pure il reoforo del rocchetto eccitatore. Uno spinterometro colle palline tenute molto distanti fra loro, è collocato fra i due poli del rocchetto. Funzionando questo, il tubo si illumina con uniformità e fluorescenza verdognola meno intensa dell'ordinaria (effluvio bipolare). Dal centro dell'elettrodo funzionante parte un pennello molto visibile di luce meno verdognola, energicamente respinta dal dito e da qualunque conduttore al suolo avvicinato al tubo.

Questa però non è causa della fluorescenza antielettrodica. Interrotto il funzionamento del rocchetto, rimane nella regione antielettrodica sensibile fluorescenza col medesimo aspetto di quando il tubo funziona: sul principio è continua, poi vacillante. Creando subito il campo magnetico, disposto in modo da concentrare vicino all'elettrodo i catodici normali allorché il rocchetto funziona, la fluorescenza residua lascia istantaneamente la cupola per portarsi presso l'elettrodo, formando una striscia, lunga circa 4 centim., larga $\frac{1}{4}$, luminosa in verde intenso: ed è pronta a ritornare alla cima del tubo quando cessi l'azione magnetica e viceversa parecchie volte (sin più di 10). Notevole è che una tale striscia di concentrazione, appena comincia l'azione del magnete si mostra assai più lunga che dopo qualche secondo e, seguitando, non solo si atlevolisce nello splendore, ma *va raccorciandosi dalla parte antielettrodica*. Questa striscia, che dimostra con sin-

Se, inattiva la macchina e agendo il rocchetto, il tubo stenta ad illuminarsi, la carica lo eccita subito.

Dando all'anello carica (—) il F. R. cessa immediatamente e il tubo si oscura: ma, seguitando a caricare, riappare la luminosità, bensì con aspetto nuovo; è più una luminosità del gas interno che delle pareti, come se queste respingessero il gas verso il mezzo del tubo. La luminosità è color lavanda-violaceo e sente l'azione del campo magnetico, spostandosi in specie vicino all'elettrodo.

2.^o caso. — Anello in contatto col tubo e col suolo.

La luminosità del tubo è più intensa che nel caso precedente, come più intensa è la luminosità del pennello elettrodo.

Questo si allarga a nappa all'estremo e rende perfettamente l'immagine di uno zampillo liquido che, uscendo dall'elettrodo come da un tubo cilindrico, si innalzi verticale e compatto e in cima venga a piegarsi in basso e disperdersi in gocce. Interrotto il funzionamento del rocchetto rimane ancora luminoso il tubo, specie nelle vicinanze dell'anello, e si vede ancora traccia del pennello elettrodo nei pressi dell'elettrodo. Il F. R. *si fa più vivace, netto, marcato e fisso: dura 25"*.

3.^o caso. — Anello distante 3 mm. dalla parete e isolato.

L'illuminazione è poco diversa da quando non c'è l'anello. F. R. dura 10". Dando carica (+) dura 15"-18", ma non prosegue a mantenersi.

4.^o caso. — Idem e al suolo.

Scoccano scintilline fra l'anello e il vetro. La luce interna è irregolare, la violacea assai agitata, ripiegata e saltellante. Il F. R. dura 8". Abbassando l'anello e quindi aumentando la distanza dal vetro, la durata passa a 5" e 4", cioè come quando non c'è l'anello.

Anello minore (casi identici ai precedenti).

1.^o Il tubo *non si illumina*: ma dando all'anello una carica (+) si illumina precisamente come coll'anello più grande, e rimane illuminato finchè funziona la macchina per poi subito spegnersi e così seguitando. Il F. R. viene continuato a lungo dalla carica *ma non indefinitamente*. Se si dà

una carica (--), il tubo comincia coll'illuminarsi ma poi si spegne ed il F. R. non si produce che per breve tempo.

2.º Non si illumina mai.

3.º Sul principio non si illumina, poi comincia ad illuminarsi intermittentemente ed irregolarmente. F. R. appena sensibile e fugace.

4.º Come nel caso precedente: però il tubo si illumina meglio ed il F. R. è un po' più saliente.

Ognuno vede come, cercando di interpretare i risultati ottenuti, in ispecie gli ultimi esposti, si potrebbe ricavarne alcune conclusioni di un certo interesse e un po' di luce sull'origine e sulla natura del F. R. L'A. ritiene però dal canto suo più opportuno attendere i risultati delle prove coi tubi speciali, evacuabili a piacere, già da lui iniziate e poi forzatamente interrotte, e che si accinge a proseguire e condurre a termine.

M. PANDOLFI.

LIBRI NUOVI

TRATTATO PRATICO PER MISURE E RICERCHE ELETTRICHE,

per ANGELO e FEDERICO BATTELLI.

(Società editrice Danto Alighieri, Roma 1898).

È con vera compiacenza che abbiamo veduto arricchirsi la nostra letteratura scientifica di un trattato che soddisfa ad un bisogno sentito dalla numerosa schiera di persone che per studio, professione o diletto hanno da maneggiare strumenti elettrici. L'immenso sviluppo che hanno assunto in questi ultimi tempi gli studi di elettricità e le loro applicazioni, ha creato per gli scienziati e poi tecnici nuovi bisogni di apparecchi per la produzione, maneggio e misura delle funzioni elettriche e di metodi per ottenere dagli apparecchi stessi i migliori risultati.

A questi bisogni hanno largamente corrisposto la scienza e l'industria elettrica così che, all'atto pratico, si affaccia l'imbarazzo della scelta fra una moltitudine di apparecchi e

di metodi non tutti certo ugualmente adatti ad uno scopo prestabilito.

A ben pochi è dato di aver raccolto tanta esperienza in materia, da sapersi con sicurezza togliere da tale imbarazzo, e, chi sia pur pervenuto ad acquistarla in un campo determinato di ricerche o di applicazioni, si trova ad averne difetto tosto che passi ad un campo diverso. Gli necessita quindi uno studio preparatorio per la scelta degli apparecchi e dei metodi da applicare, studio dal quale dipende essenzialmente la bontà dei risultati ricercati, e pel quale sarebbero guida poco sicura quella, sempre troppo ottimista, dei cataloghi dei costruttori e delle stesse memorie degli inventori.

Gli abbisogna all' uopo una guida disinteressata, che, elevandosi a considerare obbiettivamente i pregi ed i difetti dei singoli apparecchi e metodi, gli dica a quali scopi ciascuno di essi può servire, le difficoltà che si incontrano nell' usarlo ed il modo di superarle, la via da seguire per meglio calcolare e correggere i risultati, il limite di precisione che a questisi può attribuire ecc.

Il fornire tale guida, ecco l' intento che si prefissero gli autori del presente trattato, ed è giusto riconoscere che vi sono perfettamente riusciti. La loro opera non sarà meno utile in mano del principiante che in quella dell' esperimentatore provetto, dello scienziato come del pratico, dell' industriale come del professionista tutti trovandovi la parte loro.

Chi difetti di nozioni teoriche o voglia rinfrescarle o rimodernarle trova nella I parte del volume una succinta e didatticamente pregevolissima esposizione delle nozioni e leggi fondamentali di cui abbisogna per comprendere tutte le altre parti del libro, la quale lo esime dal bisogno di ricorrere ad altri trattati.

I primi quattro capitoli della II parte contengono una dettagliata descrizione degli apparati per la produzione e trasformazione della energia elettrica; i seguenti tre capitoli descrivono gli strumenti di misura delle quantità elettriche, il modo di usarli e campionarli, e l' ottavo capitolo descrive gli accessori che possono occorrere nelle applicazioni più svariate, il tutto con una copia di particolari, di cautele, di avvertimenti,

da renderne facile e sicura la scelta e l'applicazione anche ai meno provetti.

Nella III parte sono descritti i metodi di misura delle grandezze elettriche, ed è qui dove l'esperienza personale ed i larghi mezzi a disposizione degli autori hanno avuto più largo campo da manifestarsi, inquantochè, oltre alla copiosa raccolta di metodi, si trova per ciascuno di essi la discussione dei pregi e difetti, il modo di eliminare le cause di errore, il limite d'approssimazione che concede e finalmente uno o più esempi numerici, tratti da esperienze direttamente eseguite dagli autori cogli apparati e metodi descritti, che tolgono quel qualunque dubbio che ancora rimanesse sul modo di applicarli.

Se i fisici, i chimici, gli industriali, i montatori elettricisti ecc. troveranno da cogliere larga messe dalle prime tre parti del trattato, l'ultima parte di esso deve soddisfare pienamente la numerosa classe di persone che, per studio o per professione, devono applicare i fenomeni elettrici agli esseri viventi. La IV parte infatti è interamente dedicata alle *Applicazioni alla fisiologia ed alla terapia*, per le quali i metodi generali tanto di applicazione che di misure devono subire modificazioni inerenti alla natura tutta speciale dei soggetti sottoposti ad esperimento.

Questo ramo di applicazioni elettriche, che, or non sono molti anni, era tutto in mano all'empirismo, ha dovuto sottoporsi ad un rigoroso regime di misura, senza del quale, non solo diversi, ma affatto opposti, esser possono gli effetti ottenuti dai ricercati.

I medici professionisti ed i biologi in genere non hanno agio di applicarsi a lunghi studi preparatori di elettricità pur avendo bisogno di ricorrere spesso ad essa per studiarne gli effetti sui fenomeni della vita normale e chiederle la diagnosi o la cura nei casi patologici. Essi quindi, più che altri mai, abbisognano di una guida fedele e sicura in tali applicazioni, che non sono certo le più facili, nè le più scevre da responsabilità; di una guida che spieghi della teoria degli apparecchi quel tanto che basti a farne comprendere il funzionamento ed a ricercare le cause per le quali questo venisse a mancare; di una guida che insegni con facili misure a proporzionare

225

m-
ni
no

3 >
ali
tto
re.

ca-
ite

in

ce
m-

no
se.

u-
si-
n-
e,
si

no
si-
el-
ti,
e,
ac-

Precede ciascun capitolo l'enumerazione dei principali apparecchi necessari alla misura da eseguire, e vi si trova, sia nel corpo, sia alla fine, uno schema delle tavole che conviene costruire per classificare razionalmente i risultati delle esperienze.

Il traduttore ha aggiunto in un'appendice il metodo Behn-Eschenburg per lo studio degli alternatori, un altro per la determinazione dei rendimenti, e le grafiche che danno la correzione ϵ da farsi alla lettura galvanometrica δ per ottenere $\tan \theta = \frac{1}{2D} (\delta - \epsilon)$ e $\sin \frac{\theta}{2} = \frac{1}{4D} (\delta - \epsilon)$, essendo D la distanza dello specchio dalla scala.

MARIO ALLEGRETTI.

RIVISTA

Comptes Rendus, Settembre e Ottobre 1898.

PELLAT H. *Dell'energia di un campo magnetico* (pp. 507-510). — Come aveva fatto precedentemente ¹⁾ per il caso di un campo elettrico, l'A. rettifica l'espressione dell'energia di un campo magnetico, tenendo conto del calore che il mezzo prende o cede all'esterno durante la carica. Nel caso di sole calamite permanenti, l'espressione dell'energia del campo magnetico è identica a quella del campo elettrico:

$$U_1 = \frac{1}{2} \sum M V - \frac{T}{2} \left(\frac{d \sum M V}{d T} \right).$$

Se il campo è costituito al tempo stesso da calamite permanenti e da correnti chiuse in un mezzo la cui permeabilità magnetica è indipendente dal campo, l'accrescimento dell'energia di esso U_T a temperatura costante, che prova il sistema quando le correnti I, I_j (di cui M_{ij} è il coefficiente d'induzione mutua ed L il coefficiente di autoinduzione) passano dall'intensità zero alla loro intensità definitiva, è data dalla formula

$$U_T = \frac{1}{2} \sum \left(L - T \frac{dL}{dT} \right) I^2 + \sum (M_{ij} - T \frac{dM_{ij}}{dT}) I_i I_j.$$

¹⁾ Nuovo Cimento (4) t. 7, pag. 350.

l'energia

totale del campo è uguale alla somma dell'energia che darebbero le calamite se fossero sole e dell'energia che darebbero le correnti se fossero sole.

PELLAT H. e SACERDOTE P. *Sulla variazione delle costanti dielettriche colla temperatura* (pp. 544-546). — Gli A. hanno sperimentato col metodo dato dal Pellat ed hanno trovato che mentre la costante dielettrica della paraffina diminuisce quando la temperatura si eleva, invece la costante dielettrica della ebanite cresce al crescere della temperatura. Da ciò si deduce che l'energia di un condensatore a lastra di ebanite, che si carica a temperatura costante supera di un quarto il valore che si assume in generale per essa. Invece se la carica o la scarica del condensatore hanno luogo rapidamente, il fenomeno invece di essere isotermico sarà sensibilmente adiabatico ed un quarto circa della energia del condensatore andrà consumata in energia termica.

MORIZE H. *Sulla durata dell'emissione dei raggi di Röntgen* (pp. 546-548). — L'A. ha usato un motore dinamo-elettrico azionato da una dinamo generatrice eccitata in derivazione, il campo della quale poteva variare considerevolmente. Per meglio regolare la forza elettromotrice della corrente, introduceva una resistenza variabile nel circuito del motore, ed una lamina di acciaio più o meno stesa sul taglio di un disco di ghisa, montata sull'asse, funzionava da freno.

Così l'A. otteneva una velocità costante qualunque.

Una delle estremità dell'asse del motore portava una vite perpetua, che ingranava con una ruota dentata avente sul suo contorno delle spazzole equidistanti, che chiudevano il circuito ogni qualvolta l'asse aveva compiuto dieci giri. Il contatto prodotto veniva registrato insieme ad ogni secondo di tempo medio di un

cia di un cronografo di Breguet, amento, in un istante qualunque, da estremità dell'asse di quest'ultimo, sul quale era fissata una lastra nera. Sulla base del motore parallela da esso di 1 cm. si trovava una stretta fenditura diretta secondo questa fenditura, l'A. disponeva un attivo perchè una sola scintilla bile una immagine intensa della

n conveniente velocità l'A. imprimeva la fenditura, producendo a mano

l'interruzione del circuito del rocchetto. È evidente che se i raggi X hanno una durata apprezzabile, l'immagine della fenditura, paragonata a quella ch'essa darebbe se il disco fosse fermo, sarà dilatata lateralmente. Ora conoscendo questo allargamento, la distanza dell'immagine dal centro del disco e la velocità di esso, l'A. ne concludeva facilmente la durata dell'emissione dei raggi. Ogni lastra forniva quattro immagini della fenditura, prese sul disco in movimento e quattro prese sul disco in riposo, a 70' di distanza l'una dall'altra, le quali davano la posizione del centro di rotazione e, per confronto colle immagini dilatate, l'allargamento di esse.

Dall'esame delle varie negative ottenute, l'A. ha dedotto che ad ogni emissione della corrente nel primario del Ruhmkorff corrispondono diverse scariche successive del tubo. La durata media dell'emissione totale fu di 0^s,00109, la durata media dell'emissioni parziali di 0^s,00082 e l'intervallo fra l'emissioni parziali 0^s,00033.

MACALUSO D. e CORBINO O. M. *Sopra una nuova azione subita alla luce che attraversa certi vapori metallici in un campo magnetico* (pp. 548-550). — Cfr. *Nuovo Cimento* (4), t. VIII pag. 257.

FROT. *Misura della velocità del suono* (pp. 609-611). — L'A. ha misurato la velocità del suono nell'aria a 0° operando direttamente cioè utilizzando gli spari d'un cannone e mediante un cronometro registratore. In tal guisa come valor medio di 15 esperienze ha trovato

$$V = 330^m,6.$$

In seguito ha misurato la stessa velocità con un metodo automatico, cioè mediante vibratori elettrici e cronografi a caduta e così ha dedotto dai risultati di 14 esperienze

$$V = 330^m,9.$$

Perciù l'A. propone come valor medio delle medie:

$$V = 330^m,7.$$

GUILLEMIN A. *Sui suoni delle corde* (pp. 611-613). — Una corda di lunghezza unitaria, che dia la nota *do*, in qualunque modo sia eccitata, se immediatamente dopo averla posta in movimento, lo si tocca leggermente in un punto qualunque con un dito oppure con un pennello di crino, o anche la si ferma brutalmente con un cavalletto, in modo da dividere la detta corda in due

i suoni $\frac{1}{a}$ e $\frac{1}{1-a}$ che

darebbe ciascuno dei segmenti se vibrasse da solo.

L'A. ha trovato che col fissare così un punto conveniente di una corda vibrante si ottiene un suono parziale e arbitrario di cui non è prevedibile l'esistenza nel suono primitivo della corda.

BECQUEREL H. *Osservazioni sulla polarizzazione rotatoria magnetica e sulla dispersione anomala in occasione di una esperienza nuova del sigg. D. Macaluso ed O. M. Corbino* (pp. 647-651). — L'A. ha ripetuto le interessanti ricerche di questi due fisici, verificando cioè che attraverso le armature forate di un'elettrocalamita, situate fra due nicoli, se si fa passare parallelamente al campo magnetico un fascio di luce bianca che si analizza con uno spettroscopio molto dispersivo, e si dispone fra le armature una fiamma colorata coi vapori di cloruro di sodio, quando si chiude la corrente della elettro-calamita, dalle due parti di ognuna delle due bande d'assorbimento D_1 e D_2 si vedono comparire delle bande alternativamente brillanti ed oscure che si spostano quando si ruota l'analizzatore.

Ora l'A. ha trovato che lo spostamento di queste bande attorno a D_1 e D_2 è notevolmente diverso,

Dal complesso di queste osservazioni risulta che certi vapori incandescenti hanno, per le radiazioni molto vicine a quelle ch'esse assorbono un potere rotatorio magnetico considerevole, che raggiunge 50000 volte e 100000 volte e forse anche più il potere rotatorio delle radiazioni lontane dalle bande di assorbimento.

Il fatto di un accrescimento notevole del potere rotatorio magnetico per delle radiazioni la cui lunghezza d'onda è sempre più vicina a quella delle bande di assorbimento era già stata segnalata in un lavoro del Cotton ed anche in altri dell'A. Questi era stato condotto a supporre che i poteri rotatori magnetici dei corpi siano proporzionali a una funzione delle loro proprietà ma-

$$\frac{dn}{d\lambda}$$

a d'onda della luce monocromatica
corrispondente. Questa espres-
sione su corpi solidi liquidi e gassosi
riferita alle osservazioni del Cotton, poichè si sa
che la deviazione cresce in
vicinanza delle bande di assor-

bidamente crescente a misura che

Il fenomeno scoperto dai prof. Macaluso e Corbino, secondo l'A. ci fa conoscere il fatto nuovo ed importante che nella vicinanza immediata delle bande di assorbimento di un vapore incandescente come il vapore di sodio o di litio il valore di $\frac{dn}{d\lambda}$ dev'essere considerato come crescente indefinitamente.

L'A. ha tentato di ripetere quest'esperienze con un vapore assorbente a bassa temperatura come ad es. il vapore di iodio, ma senza risultato.

LEDUC A. *Sul rapporto γ dei due calori specifici dei gas e sulla sua variazione colla temperatura* (pp. 659-661). — Continuando le sue ricerche ¹⁾ l'A. ha determinato nuovamente per vari gas il valore di $\gamma = \frac{C}{c}$ deducendolo dalla velocità del suono e ne ha dedotto che per un gas perfetto diatomico, γ ha per valore 1,4 ma che per un gas perfetto triatomico, deve avere un valore leggermente inferiore.

Per l'aria γ varia appena colla temperatura mentre al contrario per l'anidride carbonica γ diminuisce molto rapidamente a misura che la temperatura cresce; infatti l'A. ha trovato per l'aria:

$$\frac{\gamma_0}{\gamma_{100}} = 1,0006$$

ed invece per l'anidride carbonica:

$$\frac{\gamma_0}{\gamma_{100}} = 1,028 \text{ circa.}$$

ONIMUS. *Nuovo apparecchio per misurare la luminosità* (pp. 663, 664). — È un fotometro fotografico basato sul principio di una scala di tinte ascendenti e regolari che vengono impresse dalla luce sopra una serie di bottoni contenuti in un apparecchio, fotografico, ognuno dei quali contiene un diverso numero di strati sovrapposti di una pellicola sensibile. I bottoni sono 24 e portano da 1 a 24 strati di pellicola. A seconda della luminosità l'impressione si arresta ad un certo numero di strati e l'A. propone di prendere per unità di luminosità quella che impressiona solo uno strato.

E. CASTELLI.

The Physical Review. Vol. 7, Luglio e Agosto 1898.

FERRY E. S. *Sulla relazione fra la pressione, la corrente e la luminosità dello spettro dei gas nei tubi a vuoto* (pp. 1-9). — Angström trovò già che la radiazione di un gas, reso luminoso

¹⁾ Nuovo Cimento (4) t. 7, pag. 352.

d' un orologio. Se una scarica passa attraverso il galvanometro, l' elongazione dell' ago sarà tanto minore quanto maggiore è la sua torsione primitiva θ_1 , e sarà ridotta ad un piccolo arco θ , di valore determinato in ogni esperienza. La scarica può esprimersi direttamente per mezzo della torsione primitiva θ_1 , che può leggersi sur un circolo graduato e delle costanti del galvanometro, fra le quali è pure il θ_1 . Usato in tal modo il galvanometro presenta i vantaggi di mantenere il più possibile l' ago nel piano del quadro, e di avere una grande stabilità.

Può costruirsi anche in una forma portatile, e il magnetismo terrestre può essere eliminato col metodo D'Arsonval.

L'A. fa la teoria dello strumento, che non ha ancora sperimentato.

STEVENS J. S. *Applicazione del metodo interferenziale allo studio dei cambiamenti prodotti nei metalli dalla magnetizzazione* (pp. 19-26). — Sembra che non ci sia completo accordo nello spiegare il comportamento di verghe metalliche assoggettate a magnetizzazione, al di sotto del punto di saturazione. L'A. riprende questo studio, e, per misurare i piccoli allungamenti delle verghe, usa il metodo interferenziale. I risultati non sono del tutto concordanti, poichè il ferro dolce per la magnetizzazione alcune volte si è allungato altre volte accorciato, mentre il nikel si è debolmente accorciato e il rame, l' alluminio e l' ottone non hanno dato alcuna variazione. In tutti i campioni esaminati non si è verificato nessuno effetto di torsione.

LE CONTE J. N. *Un analizzatore armonico* (pp. 27-34). — L'A. descrive un apparecchio che permette di determinare gli undici primi termini dello sviluppo in serie di Fourier d' una curva periodica. Può anche essere usato per tracciare facilmente, in modo continuo, la curva quando siano dati i coefficienti degli undici primi termini. L' apparecchio è sensibile e comodo.

BOYNTON W. P. *Studio quantitativo del rocchetto d' induzione ad alta frequenza* (pp. 35-63). — L'A. comincia a fare la teoria matematica delle scariche che si ottengono col rocchetto Tesla; teoria che è una modificazione ed una estensione di quella data da Oberbeck e da altri ancora.

L'A. cerca di verificare la teoria e descrive le disposizioni sperimentali usate. Misura direttamente la frequenza del primario del Tesla fotografandone la scintilla riflessa sur uno specchio, messo in rapida rotazione da un motore elettrico, la cui velocità fu determinata con un diapason mediante il metodo stroboscopico. Con tal mezzo la frequenza è stata trovata uguale a 510000 mentre la teoria avrebbe dato 540000.

posto entro un solenoide percorso dalla corrente. La frangia che si ottiene da un sistema di due nicol varia di posizione coll'intensità della corrente che circola nel solenoide, e viene fotografata mediante un apparecchio fotografico con lastra dotata di spostamento uniforme.

NICHOLS E. L. e MERRITT E. *Fotografia di fiamme manometriche* (pp. 93-101). — L'A. fotografa le vibrazioni, separate da uno specchio ruotante, per mezzo d'una pellicola che si sposta regolarmente. In tal modo giunge a fotografare le vibrazioni di parole intere, e, esaminando le fotografie ottenute, trova che le pause fra le parole, nel linguaggio comune, non sono di maggior durata delle pause fra le sillabe.

LAIRD L. R. *Sul periodo di un filo vibrante in un liquido* (pp. 102-105). — L'A. pone un filo d'acciaio da pianoforte, che vibra per mezzo d'un sistema elettromagnetico, in diversi liquidi, ed osserva che la frequenza diminuisce tanto più quanto più il liquido è denso. Confronta i risultati ottenuti con la teoria data da Stokes per un cilindro oscillante perpendicolarmente al suo asse. Per l'acqua trova che i numeri osservati si accordano meglio con quelli calcolati nella semplice ipotesi che il filo sia caricato di una massa di liquido uguale a quella da esso spostata.

MERRITT. *Semplice illustrazione meccanica di energia potenziale apparente che realmente è cinetica* (pp. 106-114). — Non si presta ad un breve riassunto.

BOYD J. E. *Resistenza del corpo umano alle correnti continue e alternata* (pp. 115-118). — La resistenza, da una mano all'altra, vien misurata immergendo l'anulare in una soluzione di sale ammoniaco. I risultati mostrano che essa è maggiore per la corrente continua che per quella alternata; e che con corrente alternata essa è indipendente dal voltaggio.

WOOD W. R. *Moto orbitale d'una sfera d'acciaio intorno ad un polo magnetico* (pp. 119-122). — Per illustrare il moto dei pianeti intorno al sole l'A. ha, già da qualche tempo, proposto di lanciare una sfera d'acciaio su di una lastra di vetro, che si trova al di sopra di un polo di una forte elettrocalamita, intorno al quale, a seconda della sua velocità iniziale e della direzione del suo moto, la sfera può descrivere o una ellissi, o una parabola, rappresentando quest'ultima il moto delle comete. Alcuni critici hanno contro questa esperienza notato che la forza attrattiva del polo sulla sfera non è in ragione inversa del semplice quadrato della distanza, ma della quinta potenza di essa. L'A. osserva che questa obiezione non regge, poichè la sfera non si muove nella direzione di una linea di forza, e su di essa agisce la componente orizzontale, mentre la verticale produce solo una

2° Queste reazioni non devono essere reversibili, nè sotto l'influenza della luce, nè sotto la sola influenza delle azioni chimiche agenti a temperatura ordinaria.

3° Questa misura s'applica solamente all'effetto delle variazioni assorbibili dai corpi decomposti.

4° Gli effetti chimici prodotti dall'azione della luce durante un certo tempo, non possono essere aggiunti, in modo da farne la somma, se non quando si operi su sistemi fluidi, come gas o liquidi, e che danno luogo a prodotti ugualmente fluidi.

5° I sistemi solidi sono impropri alla misura delle energie fotochimiche, perchè l'azione non si esercita che alla loro superficie; le particelle decomposte proteggono il resto della massa. Però operando con sistemi imbevuti d'un liquido, questo può dar luogo a riflessioni e rifrazioni che propagano l'azione; ma non si può ottenere così una ripartizione uniforme delle energie luminose.

6° L'azione fotochimica è analoga all'azione chimica del riscaldamento nella maggior parte dei casi; ma essa si produce ad una temperatura più bassa, suscettibile di dar luogo a composti che sarebbero instabili ad una temperatura più elevata. Ogni decomposizione può essere effettuata in principio col riscaldamento, mentre l'illuminazione sviluppa soltanto certe reazioni chimiche.

Anche le reazioni fotochimiche dipendono dalla specie della radiazione.

BRILLOUIN M. *Teoria delle deformazioni permanenti dei metalli industriali; limite d'elasticità* (pp. 447-469). — È una memoria puramente teorica che fa seguito alle sue precedentemente pubblicate, e che non si presta ad un breve riassunto.

G. ERCOLINI.

Philosophical Magazine. Vol. 45, Novembre 1898.

HENRY J. *Sulla deviazione della scarica elettrica nei gas prodotta da una forza magnetica* (pp. 429-452). — Scopo di queste ricerche fu di trovare la spiegazione dell'influenza che la natura del gas ha nella deviazione magnetica della scarica. Per poter eseguire comodamente delle misure, l'aspetto della scarica era fotografato; e dalle figure ottenute sembra risultare che la deviazione magnetica sia dovuta alla stessa causa di quella che si ha per correnti di convezione nel gas, essendo in ambedue i casi la traiettoria della scarica determinata dalla linea di minor resistenza fra i due elettrodi. Le molecole dissociate dalla prima scarica formano una via più conduttrice, lungo la quale avvengono le scariche successive; e la scarica devierà, se le particelle dissociate vengono in qualche modo asportate, come sarebbe per l'azione di un magnete o per quella di un soffio fra gli elettrodi.

Applicando questa formola ai risultati del Bagard, si vede che per una soluzione di CuSO_4 a $\frac{1}{16}$ di gr. equiv. per litro la teoria dà $\frac{1}{2} (V - U)_{1,0} = 16 \times 10^{-13}$, mentre Bagard avrebbe trovato il valore $0,39 \times 10^{-5}$. Perciò l'A. conclude che la teoria è completamente d'accordo coi risultati negativi del Ròiti e di Florio, e sembra perciò che Bagard abbia misurato un fenomeno non contemplato nella teoria sopra detta.

Secondo van Everdingen invece, la teoria darebbe risultati favorevoli al Bagard; ma l'A. fa notare che ciò è dovuto ad un'accidentale omissione del fattore 10^{-6} nelle formole di van Everdingen, come questi ha recentemente riconosciuto.

WALKER J. *Sulla larghezza ammissibile della fenditura negli esperimenti d'interferenza* (pp. 472-478). — Un calcolo più dettagliato di quello del Rayleigh (*N. Cim.* (3) vol. 28, p. 269) mostra che la larghezza della fenditura deve esser piccola in confronto della larghezza delle bande, soltanto se la larghezza di queste viene a variare per fatto degli spettri o del biprisma; ma che se la variazione si deve a un cambiamento della distanza fra fenditura e schermaglio, allorchè le bande divengon più sottili si può allargare la fenditura senza perdere in distinzione. Risultato analogo era stato ottenuto dal Fabry nel 1892.

GILL J. L. W. *Sulla distribuzione dell'induzione magnetica nelle sbarre diritte di ferro* (pp. 478-494). — La perdita per l'isteresi, come mostrò Steinmetz, può essere espressa, per cm^3 e per ciclo, da

$$L = K B^{1,6},$$

essendo B l'induzione massima del ciclo, e K una costante. L'A. volle misurare la perdita anzidetta determinando il lavoro che si spende quando il campione studiato passa per un dato campo magnetico; e poichè l'induzione, per sbarre la cui lunghezza è minore di 30 volte lo spessore, varia molto dal centro alle estremità, occorrerebbe determinare la distribuzione dell'induzione stessa lungo la sbarra, ciò che richiederebbe assai tempo.

Ma se B_1 è l'induzione che si dovrebbe avere per tutta la sbarra, affinchè la perdita per isteresi fosse la stessa di quella calcolabile con la formola $L_1 = K B_1^{1,6} l s$, essendo l la lunghezza ed s la sezione della sbarra, l'A. trova che il rapporto fra B_1 e l'induzione massima B è uguale a 0,768 finchè il centro della sbarra non raggiunge la saturazione, e quel valore varia di pochissimo per campioni di dimensioni relative assai diverse, ed è quindi costante per tutti i campioni la cui lunghezza non supera i 30 diametri. Da ciò si vede che il valore di B_1 si può dedurre da quello che ha l'induzione B al centro delle sbarre.

Le esperienze furon fatte con il metodo balistico, misurando l'induzione in diverse sezioni della sbarra spostando lungo di

essa una spirulina indotta. I valori trovati per l'induzione B_m al centro, si possono rappresentare dell'induzione B_m al centro, per la formola

$$\left(\frac{B}{B_m}\right)^2 + \left(\frac{x}{a}\right)^2 = 1,$$

ove a è una costante che dipende dalle dimensioni relative.

LORD KELVIN. *Continuità nella teoria ondulatoria di condensazione e rarefazione nei gas, nei liquidi delle onde di distorsione nei solidi, delle onde elettriche in sostanze capaci di trasmetterle, e del calor raggiante visibile e della luce ultravioletta* (pp. 494-500). — I tre casi analoghi: meccanico, elettrico ed elettromagnetico. Il primo caso immagina un globo rigido ideale di platino di diametro, sospeso entro un involucro sferico di 1 metro, di spessore conveniente, rigido e senza massa propria, sulla sua volta nell'aria o nell'acqua, per mezzo di una corda, o immerso in un grande blocco di vetro o di sostanza elastica, conduttrice o coibente, trasparente.

Facendo, con forze appropriate, vibrare il nucleo in direzioni opposte, con moto armonico semplice, si osserva che da un suono molto grave, che si avrebbe per una frequenza uguale a 32 (cioè per 32 oscillazioni al secondo) si passa a suoni via via più acuti fino alla frequenza di 25000, dopo che le onde maggiori l'orecchio non percepirebbe più continuando ad aumentare la frequenza fino ai valori 10^5 a 10^6 . Lungo la linea di vibrazione del centro non si vedrebbe nulla, ma da ogni punto al di fuori

di luce gialla omogenea.

Se fossero immersi in un mezzo

condensato vi si produrrebbero

onde di frequenza fino ai valori

400×10^{11} , 800×10^{11} .

Il raggio, alla luce visibile, si

propagherebbe con velocità di

propagazione di distorsione e

con continuità a quel

velocità al secondo.

Se fossero immersi in un solido

si produrrebbero rotazioni opposte.

La grandissima la lunghezza

d'onda di 3 chilometri;

la minima di qualche centi-

metro circa 3 metri; per frequenze

grandissime la lunghezza d'onda sareb-

limetri, e scenderebbe a 3×10^{-1} millimetri per una frequenza di 1000×10^6 . Se la frequenza crescesse ancora, la lunghezza d'onda diminuirebbe sempre; ma probabilmente, poichè le distanze fra i centri di due molecole contigue dei solidi sono maggiori di 10^{-3} di un microm (1 microm = 10^{-3} di millimetro) il mezzo elastico non sarebbe capace di trasmettere onde di distorsione della materia ponderabile di frequenza vicina a 10^{12} . Tali onde sarebbero probabilmente assorbite dal mezzo, e trasformate in movimenti termici non ondulatori, entro pochi microns dall'origine.

Nel secondo caso, il nucleo e l'involucro son supposti di sostanza coibente; e se una carica elettrica comunicata al nucleo si facesse, con forze opportune, vibrare avanti e indietro in linea retta, per frequenza moderata si avrebbe al di fuori dell'involucro una variazione periodica del campo elettrostatico; ma per frequenza di circa 400×10^{12} , si otterrebbe della luce polarizzata, e la fase della variazione della forza elettrostatica al di fuori dell'involucro non resterebbe uguale a quella che si ha al centro, altro che se la velocità di propagazione della forza elettrostatica fosse infinita.

Nel terzo caso, se alla carica elettrica anzi detta si imprimesse un moto rotatorio, per frequenze altissime si avrebbe parimente della luce polarizzata.

L'A. si riserva di esporre una trattazione matematica completa del moto di un mezzo elastico a qualunque distanza dall'involucro considerato nel 1.º caso, in un libro nel quale saranno pubblicate le sue conferenze tenute a Baltimora sulla « Dinamica molecolare e sulla teoria ondulatoria della luce ».

FAWCETT F. B. *Sulle resistenze campione grandissime* (pp. 500-503). — Per costruire delle resistenze altissime l'A. si serve di strati metallici sottilissimi, depositati nel vuoto sopra lastre di vetro, mediante la scarica elettrica. Egli ha trovato conveniente depositare delle leghe di oro e di platino, facendo il catodo con fili intrecciati di quei metalli. La resistenza di tali strati sottili cambia notevolmente appena sono esposti all'aria; ma diviene inalterabile se si fa bollire parecchie ore lo strato stesso nell'olio, a pressione assai bassa, e poi si chiude ermeticamente la lastra nel recipiente stesso dove si è fatta bollire.

In una lastra che ha la resistenza di 502500 ohm, la variazione di resistenza in 7 mesi non superò il 0,0005 per $\%$; e il coefficiente di temperatura fu di 0,012 per $\%$ per 1 grado centigrado.

Tali resistenze non subirono nessuna alterazione, nemmeno sottoponendole a una tensione di 105 volta per cinque giorni.

A. STEFANINI.

ate, nel mio

precedente lavoro, nello spettro d'assorbimento dell'acetilene, ad eccezione di quella nel violetto; dell'ossigeno non si vedevano che le bande corrispondenti alle righe A e B di Fraunhofer, e la banda nel giallo presso D.

Diminuendo la pressione a 15 atm. scomparve la banda nel giallo dovuta all'acetilene e a 14 atm. quella spettante all'ossigeno, anch'essa nel giallo. A 12,5 atm. scomparve la riga dell'acetilene nel verde ($\lambda = 0^{\mu}, 5435$), e quella nell'aranciato ($\lambda = 0^{\mu}, 6421$).

Ad 11,5 atm. scomparve anche la banda nel rosso e non rimasero che la banda nel verde, la riga fondamentale e quella ad essa vicina nell'aranciato, dovute all'acetilene, e le bande A e B dell'ossigeno.

A 7,5 atm. persistettero solo la B dell'ossigeno, e le due righe nell'aranciato, dell'acetilene.

A 6 atm. non erano visibili se non la banda B dell'ossigeno, e la riga fondamentale dell'acetilene nell'aranciato; di esse la prima scomparve a circa 5 atm. e la seconda a circa 4,5 atm.

Se si mettono a confronto questi risultati con quelli trovati per i due gas, ossigeno e acetilene, studiati isolatamente, è facile riscontrare che nello spettro di assorbimento di questi
no visibili tutte quelle righe o
o si vedevano a 18 atm. cioè a

inua poi a sussistere, nelle successione a cui scompariva ciascuna della mescolanza e quella a cui ciascuno dei gas. Ciò infatti risalta, in cui nella 1^a colonna trovansi osservate nel miscuglio; alla massa 2^a la pressione a cui esse scompaiono nel miscuglio, nella 3^a la pressione a cui scompaiono nell'acetilene, e nella 4^a la pressione a cui scompaiono nello spettro dell'ossigeno.

TAB. 1.

| Riga o banda osservata | | Pressione a cui scompariva nello spettro del miscuglio | Pressione a cui scompariva nello spettro dell'acetilene | Pressione a cui scompariva nello spettro dell'ossigeno | |
|--|--|--|---|--|--------|
| Visibili a 18 atm. nello spettro del miscuglio | Visibili a 9 atm. nello spettro dell'acetilene | Banda nel rosso | 11,5 atm. | 5,5 atm. | — |
| | | Riga nell'aranciato ($\lambda = 0^{\mu},6421$) | 12,5 » | 6 » | — |
| | | Riga nell'aranciato ($\lambda = 0^{\mu},6417$) | 6 » | 3 » | — |
| | | Riga nell'aranciato ($\lambda = 0^{\mu},6395$) | 4 » | 2 » | — |
| | | Riga nel giallo ($\lambda = 0^{\mu},5707$) | 15 » | 7,5 » | — |
| | | Riga nel verde ($\lambda = 0^{\mu},5435$) | 12,5 » | 6 » | — |
| | | Riga nel verde ($\lambda = 0^{\mu},5419$) | 7,5 » | 3,5 » | — |
| | Visibili a 9 atm. nello spettro dell'ossigeno | Banda A | 7,5 » | — | 4 atm. |
| | | Banda B | 5 » | — | 2,5 » |
| | | Banda nel giallo presso D | 14 » | — | 7 » |

Dall'esame della precedente tabella, appare dunque senz'altro che una data banda o riga appartenente allo spettro di assorbimento del miscuglio non era visibile, se non quando il miscuglio stesso era assoggettato a una pressione doppia di quella sufficiente a produrre la stessa banda o riga nello spettro di ciascuno dei gas isolati.

Quindi, giusta il presente risultato, un dato assorbimento dovuto all'uno dei due gas dipende soltanto — a parità di sostanze — dalla quantità di esso contenuta nella inescoranza.

In altre parole, l'assorbimento del miscuglio di due quantità uguali di ossigeno e di acetilene, è uguale alla somma

e stesse quantità

di acetilene. —

. Erano visibili
rossima ad esso
pettanti all' ace-
tella nel giallo.

. non erano più
nel verde spet-

tanti all acetilene.

A 9 atm. scomparve la banda nel giallo dovuta all'ossigeno.

A 7,5 atm. scomparve anche quella fondamentale del-
l'acetilene nell'aranciato; a 6 atm. la banda A, e a 3,5 atm.
quella B dell'ossigeno.

a 16 atm. erano visibili quello
mento dell'ossigeno si riscon-
ell'acetilene a 4 atm.

a Tab. 2, le diverse pressioni
ssava di esser visibile negli
glio e dei gas che lo compo-

2.

| pressione a cui scompareva nello spettro il miscuglio | Pressione a cui scompareva nello spettro dell'acetilene | Pressione a cui scompareva nello spettro dell'ossigeno |
|--|--|---|
| 2 atm. | 8 atm. | — |
| 7,5 » | 2 » | — |
| 2 » | 3,5 » | — |
| 6 » | — | 4 atm. |
| 3,5 » | — | 2,5 » |
| 9 » | — | 7 » |

Adunque nello spettro dell'ossigeno ciascuna banda scompariva a una pressione di $\frac{3}{4}$, e nello spettro dell'acetilene $\frac{1}{4}$ di quella a cui scompariva nello spettro del miscuglio. Ossi anche qui per ottenere alcune date righe o bande d'assorbimento nello spettro del miscuglio occorreano tali quantità dei gas componenti, che da sole sarebbero state sufficienti a produrre rispettivamente le medesime righe o bande.

c) Miscuglio di 1 volume di ossigeno e 3 di acetilene. — Alla pressione massima raggiunta di 17,5 atm. erano visibili tutte le righe e le bande dell'acetilene, tranne quella nel violetto. Erano pure visibili la A e la B dell'ossigeno, di cui però la prima era debolissima.

A 16 atm. scomparve la banda A spettante all'ossigeno.

A 10 atm. non erano più visibili la riga nel giallo dell'acetilene e la B dell'ossigeno.

A 8,5 atmosfere scomparvero le due righe $\lambda = 0^{\mu}, 6421$, e $\lambda = 0^{\mu}, 5435$, e a 7 atmosfere la banda nel rosso dovuta all'acetilene.

Infine, a 5 atm. scomparve la riga $\lambda = 0^{\mu}, 5419$, a 4 atm. la riga nell'aranciato ($\lambda = 0^{\mu}, 6417$) e a 3 atm. la fondamentale nell'aranciato, tutte spettanti all'acetilene.

La Tab. 3 è composta come le precedenti. Essa mostra che in ogni caso l'assorbimento del miscuglio è la somma degli assorbimenti rispettivi dell'acetilene sottoposto a una pressione uguale ai $\frac{3}{4}$ di quella del miscuglio, e dell'ossigeno sottoposto a una pressione uguale a $\frac{1}{4}$ di quella del miscuglio stesso.

ciato ($\lambda = 0^{\mu}, 6417$).

Finalmente a circa 3 atm. scomparve anche la riga fondamentale nell'aranciato.

L'ossido di carbonio adunque non ha avuto influenza alcuna sull'assorbimento dell'acetilene; tale assorbimento del miscuglio a una data pressione, era uguale all'assorbimento che avrebbe presentato l'acetilene da solo, a una pressione di $\frac{1}{4}$ di quella del miscuglio medesimo.

V. Aria secca.

Ho voluto infine sperimentare con l'aria ben secca. Fra i gas che la compongono essendo l'ossigeno il solo assorbente dentro i limiti di pressione e di spessore fra i quali ho eseguite le mie esperienze, ho voluto vedere se le sue bande di assorbimento coincidevano con quelle dell'ossigeno. La pressione

tale pressione non si vedeva che a quale si mantenne sino a circa comparsa.

Per il solo ossigeno la stessa banda di 2,5 atm. cioè a una pressione di 2,5 atm. per l'aria.

Le esperienze sono tutte concordanti nel dimostrare che l'assorbimento esercitato da più gas mescolati in-

sieme è uguale a quello spettante a ciascuno di essi, come se fosse solo.

Prendiamo p. es. il miscuglio in parti uguali di acetilene e di ossigeno. In esso riscontriamo che una data banda o riga appartenente allo spettro di assorbimento di uno dei due gas non era visibile nel miscuglio se non a una pressione presso che doppia di quella sufficiente a produrre la stessa banda o riga allorchè il gas veniva studiato isolatamente. Così ad es. la riga fondamentale nell'aranciato dovuta all'assorbimento dell'acetilene, la quale era visibile a circa 2 atm. allorchè il gas era studiato da solo, nel miscuglio non era visibile che a circa 4 atm. Parimente la banda A dell'ossigeno visibile da 4 atm. in su nello spettro di assorbimento del gas, era osservabile solo per pressioni superiori a 8 atm. nello spettro di assorbimento del miscuglio. Ora nei due casi la quantità del gas che produce la banda o riga di assorbimento è evidentemente la stessa; possiamo quindi dire che l'assorbimento dipende dalla quantità del gas che lo produce, quando naturalmente si faccia uso d'un tubo della stessa lunghezza, cioè lo spessore rimanga inalterato.

Questo fatto è confermato dalle esperienze sugli altri miscugli, in cui i gas non entrano in parti uguali. Così p. es. nel miscuglio di tre volumi di acetilene e uno di ossigeno, la banda B dovuta a quest'ultimo non compariva che a 10 atm., mentre compariva a 2,5 atm. soltanto quando si studiava l'ossigeno isolatamente; ora appunto nel caso del miscuglio a 10 atm. la quantità di ossigeno contenuto nel tubo è tale che da solo non avrebbe prodotto che la pressione di 2,5 atm.

Oltre a ciò, nei limiti comportati dalla legge precedente, notiamo che le bande e le righe di assorbimento di un gas, non sono modificate quando questo viene mescolato con altri gas, sia che questi abbiano un assorbimento proprio, sia che non presentino assorbimento alcuno.

Conclusioni.

5. Dai precedenti risultati possiamo trarre la seguente conclusione:

a) L'assorbimento di uno strato di gas è lo stesso, sia quando il gas trovasi solo, sia quando venga mescolato con altri gas, purchè rimanga inalterata la sua densità e la sua pressione.

Donde segue che:

b) L'assorbimento esercitato da un miscuglio di più gas è uguale alla somma degli assorbimenti spettanti a ciascuno dei gas mescolati, presi nelle stesse condizioni di densità e di spessore.

Questi risultati, dedotti dallo studio dei quattro gas: ossigeno, acetilene, idrogeno solforato e ossido di carbonio, è probabile che si possano estendere a tutti quei gas che mescolati, nelle condizioni ordinarie, non abbiano fra loro alcuna azione chimica.

Istituto di Fisica della R. Università di Pisa

Marzo, 1899.

**SUL POTERE INDUTTORE SPECIFICO DEI MEZZI DIELETTRO-MAGNETICI
COSTITUITI DA FERRO E PARAFFINA.**

di V. BOCCARA e M. PANDOLFI ¹⁾.

1. In un precedente lavoro ²⁾ fu constatato da uno di noi che il potere induttore specifico dei mezzi *dielettro-magnetici*, costituiti da mescolanze di paraffina e ferro, andava aumentando colla quantità di ferro contenuto.

Ora riprendiamo nuovamente lo studio di tali mezzi per vedere sino a qual limite si può aumentare la quantità di ferro senza che essi da dielettrici passino a conduttori, e come vari fra limiti estesi la loro capacità induttiva.

2. *Preparazione dei mezzi.* — Per evitare di adoprare qualità diverse di paraffina e ferro ci fornimmo di una discreta quantità dell'uno e dell'altra, per modo che gli elementi che componevano i nostri impasti furono sempre gli stessi.

La paraffina (la migliore della casa Erba) aveva una densità a 12° C. di 0,898; il ferro chimicamente puro e ridotto in polvere impalpabile (ferro porfirizzato della casa Erba) aveva a 12° C. una densità di 6,927.

Per costruire i mezzi prendevamo paraffina e ferro nel rapporto voluto, facevamo fondere in una capsula a bagno-maria la paraffina, vi gettavamo poi la polvere di ferro, e facevamo raffreddare lentamente il miscuglio, agitandolo continuamente, in modo che divenisse omogeneo il più possibile. La

¹⁾ Lavoro eseguito nell'Istituto di Fisica della R. Università di Pisa, diretto dal Prof. A. Battelli.

²⁾ V. Boccara e A. Gandolfi. Sulla velocità delle onde Hertziane nei mezzi dielettro-magnetici. (N. Cimento. Serie 4, vol. VIII, p. 191, 1896).

a certa consistenza e nello stesso tempo offrisse la plasticità per essere adattato negli stampi, dove, mediante una sufficiente compressione, gli si faceva assumere la forma di piastrelle.

Per quanto i mezzi *ferro-paraffina* presentassero un'apparenza di omogeneità, abbiamo tuttavia voluto assicurarcene determinando la densità di pezzetti tolti da vari punti delle piastrelle, prima che queste fossero lavorate per essere ridotte in dischi atti alle misure da eseguirsi. Dalle determinazioni fatte risultava sempre che l'impasto era perfettamente omogeneo.

Le piastrelle ottenute avevano tutte all'incirca lo stesso spessore. Per renderne però le faccie esattamente parallele, le facemmo spianare e levigare al tornio, riducendole così in forma di dischi aventi un diametro di circa 18 cm. Ci assicurammo di poi del perfetto parallelismo delle faccie dei dischi, mediante uno sferometro che ci servì anche per misurare gli spessori dei dischi stessi: spessori che ci abbisognava conoscere per il calcolo del potere induttore specifico.

In due punti convenientemente disposti vicini alla periferia di ciascun disco, si fecero due forellini attraverso ai quali passavano due fili di seta che servivano per sospendere, a mezzo di due uncini, i dischi entro l'apparecchio di misura.

3. Per determinare la quantità massima di ferro che si poteva introdurre nei nostri mezzi senza che questi incominciassero ad essere conduttori, abbiamo formato varie piastrelle che contenevano percentuali diverse di ferro.

Queste piastrelle le abbiamo successivamente messe in serie con un galvanometro sensibilissimo di Ayrton e Mather, e un circuito in cui era attiva una

che mentre col mezzo contenente
i aveva indizio alcuno di corrente,
55 % si aveva già una debole de-
e con quello al 60 % una devia-

Per ciò abbiamo limitato le nostre ricerche sul potere induttore specifico ai mezzi che contenevano fino al 50 % di ferro.

4. *L'apparecchio.* — Tra i vari metodi per la determinazione del potere induttore specifico abbiamo scelto quello del Gordon. Però l'apparecchio adoperato dal Gordon ¹⁾ è talmente complicato da presentare delle serie difficoltà per la costruzione e montatura.

Noi lo abbiamo quindi semplificato, per guisa che conservasse tuttavia una grandissima sensibilità e corrispondesse pienamente allo scopo prefissoci. Esso è composto delle parti seguenti:

a) *La bilancia d'induzione.* — Con tale nome, indichiamo, come fa il Gordon, la parte essenziale dell'apparecchio. Essa si compone di cinque dischi di zinco, di 4 mm. di spessore, arrotondati ai bordi, le cui faccie essendo state lavorate al tornio sono ben piane e parallele; tre di essi *a*, *c*, *e* hanno il diametro di 15 cm., gli altri due *b*, *d* di 10 cm.

Questi dischi sono collocati verticalmente dentro una custodia *S* (v. fig. 1 Tavola II), della quale tre faccie laterali e quella superiore sono formate da quattro lastre mobili di vetro, e la faccia inferiore, costituita da una base di legno, riposa sopra tre viti calanti. Sulla parte esterna della quarta faccia laterale, pure di legno, è fissata in modo stabile una mensola sulla quale è avvitata la base di una vite micrometrica *V* che, per un foro *O* praticato nel centro della faccia, penetra nell'interno della custodia e si unisce, a mezzo di una sbarra di ebanite, col disco *a*, il quale può così spostarsi orizzontalmente mantenendosi parallelo a sè stesso.

Ad ognuno dei rimanenti quattro dischi sono saldati lungo l'orlo tre fili di ottone che terminano con una vite, sulla quale (v. fig. 2) impana un bottone od un serrafili. I tre fili medesimi attraversano due degli spigoli superiori e la faccia inferiore della custodia, e mediante i bottoni ed i morsetti vengono tesi per modo che i centri dei cinque dischi sono tutti sopra una retta normale al piano dei dischi stessi.

1) Gordon. *Traité experimental d'électricité et de magnétisme* 1881, T. I, pag. 111.

di-

schì di spessore diverso, ed ottenemmo i risultati che riassumiamo nella tabella seguente:

| Mezzi contenenti | | Densità a 12° C. | $(a_2 - a_1)$ in mm. | δ in mm. | $k = \frac{\delta}{\delta - (a_2 - a_1)}$ | Valore medio di K |
|------------------|-------|---------------------|-------------------------|--------------------|---|----------------------|
| Paraffina | Ferro | | | | | |
| 100 | 0 | 0,898 | 2,16 4,72 | 3,79 8,15 | 2,825 2,876 | 2,850 |
| 95 | 5 | 1,198 | 2,23 5,12 | 3,55 8,22 | 2,689 2,651 | 2,665 |
| 90 | 10 | 1,302 | 2,30 5,75 | 3,89 8,36 | 3,110 3,203 | 3,156 |
| 85 | 15 | 1,803 | 2,44 5,99 | 3,36 8,18 | 3,652 3,735 | 3,693 |
| 80 | 20 | 2,016 | 2,52 6,57 | 3,15 8,25 | 5,000 4,910 | 4,955 |
| 75 | 25 | 2,408 | 2,71 6,99 | 3,26 8,42 | 5,927 5,888 | 5,907 |
| 70 | 30 | 2,709 | 2,80 6,96 | 3,30 8,24 | 6,600 6,437 | 6,518 |
| 65 | 35 | 3,010 | 2,96 7,37 | 3,37 8,40 | 8,219 8,155 | 8,187 |
| 60 | 40 | 3,316 | 3,06 7,48 | 3,41 8,32 | 9,742 9,904 | 9,823 |
| 55 | 45 | 3,608 | 3,12 7,75 | 3,41 8,45 | 11,758 12,071 | 11,865 |
| 50 | 50 | 4,061 | 3,24 7,69 | 3,49 8,27 | 13,960 14,258 | 14,104 |

Conclusioni.

Dalle nostre ricerche deduciamo che:

1.° I mezzi *ferro-paraffina* si possono considerare come dielettrici quando contengono quantità di ferro non superiori al 50%; oltre il qual limite assumono rapidamente la qualità di conduttori.

specifico dei mezzi *ferro-paraffina*
tà di ferro in essi contenuto sem-
è indicato dalla curva disegnata

**INFLUENZA DELLE DEFORMAZIONI ELASTICHE SUL MOVIMENTO
DI UN PENDOLO A REVERSIONE,
per EMILIO ALMANSI ¹⁾.**

I.

**Generalità sul modo di trattare il problema
del pendolo elastico.**

1. Il pendolo *a reversione*, di cui si fa uso nelle misurazioni assolute della gravità, è essenzialmente costituito delle seguenti parti (fig. 1):

- l'asta A B,
- i due cilindri C, D,
- i due coltelli di sospensione E, F.

Sul movimento del pendolo hanno un'influenza non trascurabile, le piccole deformazioni dovute alla sua elasticità. La determinazione dell'effetto che esse producono può farsi, con sufficiente rigore, seguendo un procedimento, che ora esporrò nelle sue linee generali.

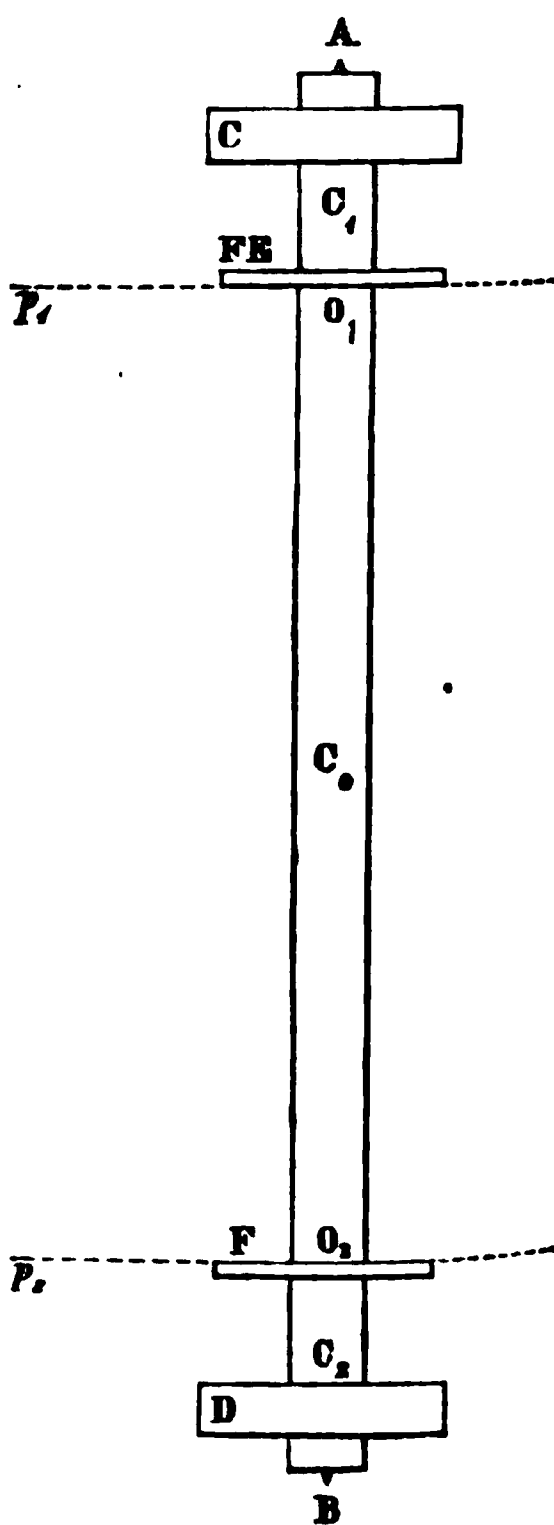


Fig. 1.

1) Si può consultare su tale argomento:

G. Pisati e E. Pucci. « Sulla lunghezza del pendolo a secondi ». Memorie della R. Accademia dei Lincei. Serie 3, vol. 13, a. 1882-83. (In questa Memoria si trova, per il caso di un pendolo filare, un interessante calcolo del Prof. Cerruti).

G. Lorenzoni. « L'effetto della flessione del pendolo sul tempo della sua oscillazione ». Venezia, 1896.

F. R. Helmert. « Beiträge sur Theorie des Reversionspendels ». Potsdam, 1898.

3 parti,
coltelli,

he sulla
. Nuovo

ma del
istituite
Loren-
a. 1888).
one ap-
in so-

stanza da quello su cui si basa l'Helmert nella Memoria citata. Ma il metodo che ivi si segue, per determinare l'inflessione del pendolo, non è tale, a mio parere, da poter condurre ad un risultato esatto, specialmente a cagione della formula (5): $\frac{d^2\eta}{da^2} = \frac{M}{ET}$, la quale in generale non è rigorosa.

Credo utile giustificare questa osservazione con un breve calcolo.

Abbiasi un cilindro elastico: riferiamo i suoi punti ad un sistema di assi ortogonali $O(xyz)$, assumendo come asse z l'asse di figura del cilindro, ed un suo punto qualunque O come origine. Il piano xz sia un piano di simmetria del cilindro.

Supponiamo che al cilindro siano applicate delle forze, tali che, sotto la loro azione, sussista l'equilibrio dell'intero solido. Sulla sezione S , normale all'asse, e situata alla distanza s dall'origine, agisca un momento flettente μ , avente per piano d'azione il piano xz , ed una forza τ applicata al baricentro della sezione, e diretta parallelamente all'asse z . Il cilindro, così sollecitato, subirà una certa deformazione. Diciamo ξ , η , ζ le componenti dello spostamento di un suo punto di coordinate x , y , z .

In virtù del momento flettente μ , possiamo ammettere che le fibre longitudinali del cilindro, situate alla distanza x dal piano yz , subiscano un allungamento unitario $\frac{\partial \zeta}{\partial s}$, dato dalla formula:

$$-\frac{\mu}{EI} x,$$

di elasticità, ed I il momento d'inerzia baricentrica, parallela all'asse y . Considerare il momento μ come positivo

svilupperà sopra ciascun elemento, la cui componente t_z parallela all'asse z è:

$$\left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial \xi}{\partial z}\right),$$

e da due altre parti C_1 e C_2 , annesse alle basi del cilindro, che supporremo simmetriche rispetto al piano che passa per l'asse del cilindro, ed è normale ai coltelli.

Il cilindro C_0 , che ha uno spessore assai piccolo di fronte al diametro, è la parte del pendolo più soggetta a deformarsi, e le cui deformazioni hanno perciò maggior influenza sul suo movimento. Invece la deformazione dei pezzi C_1 e C_2 ha un'influenza minima. Potremo quindi ammettere, senza allontanarci troppo dalla realtà, che essi siano assolutamente indeformabili.

Si ammetterà inoltre che durante il movimento, il taglio del coltello per il quale il pendolo è sospeso, coincida esattamente con una retta orizzontale, fissa nello spazio.

Nell'istante iniziale supporremo che il pendolo si trovi già in uno stato di deformazione: tale però che sussista la simmetria rispetto ad un piano verticale p , normale alla retta fissa, intorno a cui il pendolo oscilla. La simmetria rispetto a questo piano dovrà sussistere per tutta la durata del movimento.

2. Riferiamo il solido ad un sistema di assi ortogonali $O_1(x_1 y_1 z_1)$, fissi nello spazio (fig. 2). L'origine O_1 delle coordinate sia il punto di mezzo del coltello di sospensione. Come asse $O_1 z_1$, prendiamo la verticale, positiva dall'alto al basso. L'asse $O_1 y_1$ sia la retta fissa su cui si appoggia il coltello. Scegliremo ad arbitrio il suo verso positivo. L'asse $O_1 x_1$ risulterà orizzontale, e quanto al verso positivo lo sceglieremo in modo che, nell'istante iniziale, l'estremità inferiore del pendolo si trovi nell'angolo retto formato dalle direzioni positive degli assi $O_1 x_1$, $O_1 z_1$. Il piano di questi due assi coincide evidentemente col piano di simmetria p .

Consideriamo un secondo sistema di assi $O_1(x y z)$, aventi la stessa origine. L'asse $O_1 y$ coincida coll'asse $O_1 y_1$. Gli assi $O_1 x$, $O_1 z$, li supponiamo mobili insieme al pendolo: e precisamente, come asse $O_1 z$ prenderemo la retta che passa per il centro O_2 della base inferiore S_2 del cilindro, il qual punto, per ragione di simmetria, dovrà sempre rimanere nel piano $x_1 z_1$. L'asse $O_1 x$ resta determinato esso pure. Come direzioni posi-

tive degli assi O_1x , O_1z , prenderemo quelle che formano angoli acuti colle direzioni positive degli assi O_1x_1 , O_1z_1 .

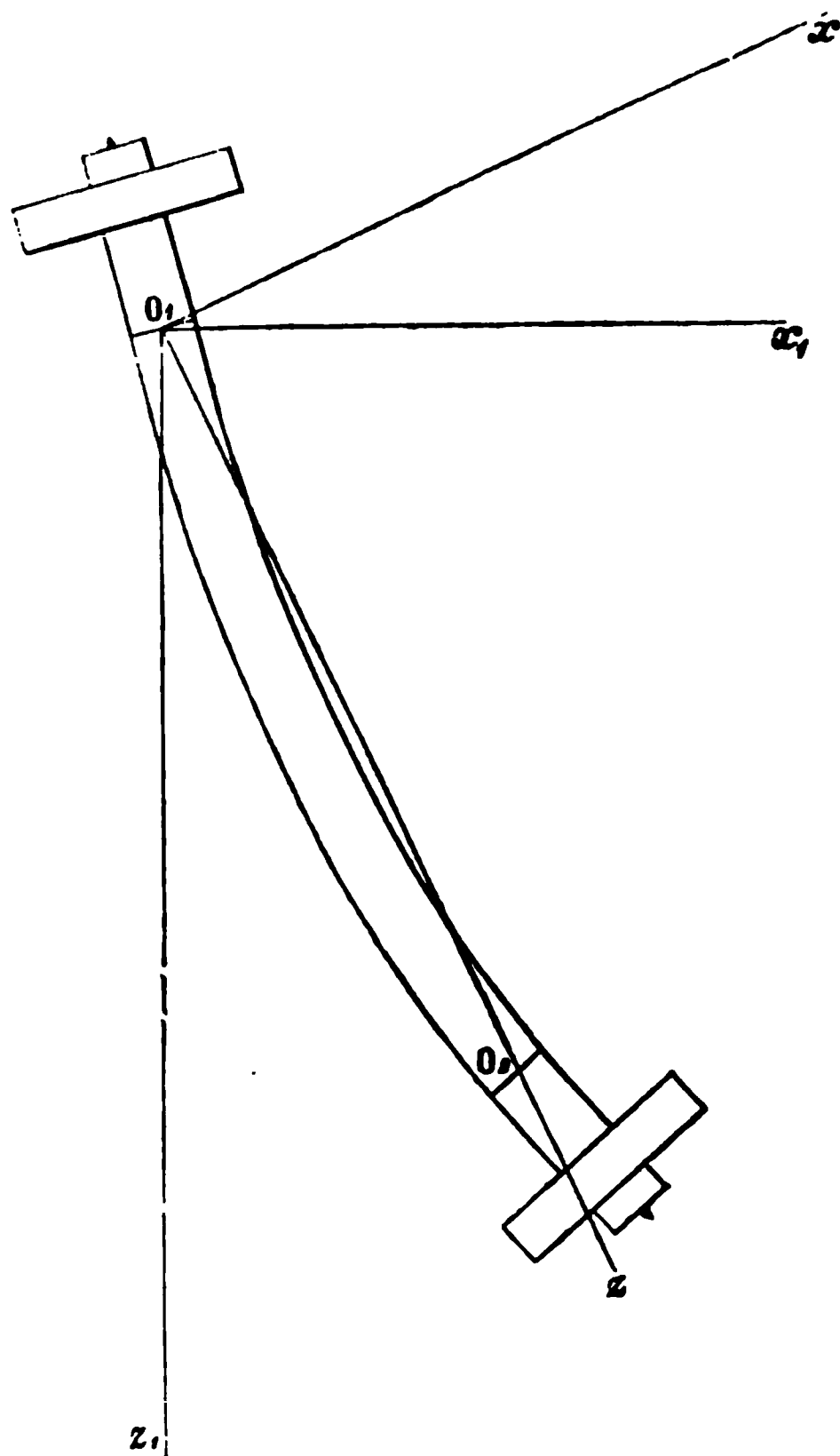


Fig. 2.

Rispetto agli assi mobili diremo x , y , z , le coordinate di un punto del solido, *nel suo stato naturale*, quando cioè sopra i suoi elementi non agisce alcuna tensione; diremo invece x' , y' , z' , le coordinate dello stesso punto, in un istante qualsiasi del movimento.

Chiameremo θ l'angolo formato dall'asse mobile O_2z con l'asse fisso O_1z_1 .

3. Un punto qualunque P del pendolo, è individuato dalle sue coordinate x , y , z , relative allo stato naturale del solido.

nelle quali E rappresenta il *modulo di elasticità*, λ il *coefficiente di contrazione* del materiale che costituisce il cilindro.

Diciamo poi a_x, a_y, a_z le componenti, secondo gli assi mobili, dell'accelerazione del punto che si considera, g_x, g_y, g_z le componenti della gravità (g^1), ρ la densità del solido in quel punto.

Si hanno allora le tre equazioni:

$$(3) \quad \begin{cases} \frac{\partial t_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial t_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial t_{xz}}{\partial z} = \rho (a_x - g_x), \\ \frac{\partial t_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial t_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial t_{yz}}{\partial z} = \rho (a_y - g_y), \\ \frac{\partial t_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial t_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial t_{zz}}{\partial z} = \rho (a_z - g_z), \end{cases}$$

che sono appunto quelle a cui si accenna sopra.

Ma volendo senz'altro far uso di queste equazioni, si andrebbe incontro a gravissime difficoltà analitiche, specialmente per il fatto che le funzioni incognite ξ, η, ζ , oltre a comparire nelle espressioni delle tensioni interne, e della densità ρ , derivate rispetto alle variabili x, y, z ²⁾, compariscono nelle componenti dell'accelerazione, derivate rispetto al tempo³⁾.

Queste difficoltà potremo evitarle se ci proponiamo non di ottenere la soluzione esatta e completa del problema, ma di determinare, con sufficiente esattezza, quegli elementi relativi

1) Sarà evidentemente:

$$g_x = -g \sin \theta, \quad g_y = 0, \quad g_z = g \cos \theta.$$

2) Si ha, chiamando ρ' la densità allo stato naturale:

$$\rho = \rho' - \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right).$$

3) Infatti le componenti dell'accelerazione, rispetto agli assi fissi sono: $\frac{d^2 x_1}{dt^2}, \frac{d^2 y_1}{dt^2}, \frac{d^2 z_1}{dt^2}$. Ora le coordinate x_1, y_1, z_1 si possono esprimere mediante l'angolo θ e le coordinate x', y', z' , relative agli assi mobili, le quali contengono le tre funzioni ξ, η, ζ essendo $x' = x + \xi$, etc.

ic.

lme

pu

sia

mo

ne

di v

azic

va

da

olo

le i

acc

div

acc

pe

assi

te :

zion

co

ver

ed

ott

n, i

ion

ri
del pendolo, saremo arrivati a calcolare, con molta esat
la sua configurazione, per tutti i valori dell'angolo θ .

Ora, nello stesso modo che, supponendo il pendolo r
si sarà trovato, con una prima approssimazione, come va
sua velocità angolare col variare di θ , così supponendo c

pendolo, in corrispondenza dell'angolo θ , abbia la configurazione che chiameremo (ξ, η, ζ) , si potrà ottenerne la velocità angolare con una approssimazione di gran lunga maggiore.

Questo appunto faremo; e perciò basterà che applichiamo quello stesso principio che ci avrà servito a determinare il movimento del pendolo rigido, vale a dire il principio della conservazione dell'energia.

5. Assunto, come variabile indipendente, l'angolo θ , indichiamo con ω' la velocità angolare del pendolo elastico, vale a dire dell'asse O_1z . Con ω indicheremo la velocità angolare del pendolo rigido. Diciamo inoltre, per il pendolo elastico, E_c l'energia cinetica (forza viva E'_p l'energia di posizione, E_e l'energia dovuta alla presenza delle forze elastiche. Sieno E'_{c_0} , E'_{p_0} , E_{e_0} , i valori delle stesse quantità nell'istante iniziale. Se trascuriamo la dissipazione di energia che può aver luogo sotto forma di calore, o d'altro, dovrà essere:

$$E'_c + E'_p + E'_e = E'_{c_0} + E'_{p_0} + E_{e_0}.$$

Adottando la notazione $[f]_{\theta_0}^{\theta}$, per indicare la differenza $f(\theta) - f(\theta_0)$, potremo scrivere:

$$(4) \quad [E'_c + E'_p + E'_e]_{\theta_0}^{\theta} = 0.$$

Ora poniamo:

$$(5) \quad \begin{cases} E'_c = E_c + \Delta E_c, \\ E'_p = E_p + \Delta E_p, \\ E'_e = E_e + \Delta E_e, \end{cases}$$

rappresentando con E_c , E_p , E_e , l'energia cinetica, l'energia di posizione, e l'energia elastica del pendolo rigido. Ma quest'ultima è nulla: sarà quindi

$$E'_e = \Delta E_e.$$

Sostituendo nella formula (4) avremo:

$$[E_c + \Delta E_c + E_p + \Delta E_p + \Delta E_e]_{\theta_0}^{\theta} = 0,$$

ove Q' è una funzione della sola variabile θ , che si potrà terminare quando si conoscerà, per ogni valore di θ , la configurazione del pendolo.

Poniamo al solito

$$\begin{aligned} Q' &= Q + \Delta Q, \\ \omega'^2 &= \omega^2 + \Delta \omega^2. \end{aligned}$$

Con Q ed ω^2 indichiamo le quantità corrispondenti a Q' e a ω'^2 , relative al pendolo rigido. Si avrà per la formula (7):

$$E_c = (Q + \Delta Q) (\omega^2 + \Delta \omega^2),$$

e trascurando una quantità piccolissima:

$$E_c = Q \cdot \omega^2 + Q \cdot \Delta \omega^2 + \Delta Q \cdot \omega^2.$$

Ma $Q \omega^2$ non è altro che E_c , ossia l'energia cinetica del pendolo rigido. Sarà dunque, per la prima delle formule (5):

$$\Delta E_c = Q \cdot \Delta \omega^2 + \Delta Q \cdot \omega^2.$$

Perciò l'equazione (6) potrà scriversi:

$$[Q \cdot \omega^2 + \Delta Q \cdot \omega^2 + \Delta E_c + \Delta E_p]_{\theta_0}^{\theta} = 0,$$

od anche:

$$(8) \quad [Q \cdot \Delta \omega^2 + \Delta Q \cdot \omega^2]_{\theta_0}^{\theta} + [\Delta E_c + \Delta E_p]_{\theta_0}^{\theta} = 0.$$

Ora osserviamo che nell'istante iniziale è nulla l'energia cinetica, tanto del pendolo elastico, che del pendolo rigido. Quindi, per $\theta = \theta_0$, sarà pure $\Delta E_c = 0$, ossia $Q \cdot \Delta \omega^2 + \Delta Q \cdot \omega^2 = 0$, e nella equazione (8) il primo termine si ridurrà a ciò che resta la espressione dentro parentesi, in corrispondenza dell'angolo θ . Scindendo il secondo termine in due, l'equazione (8) potremo dunque scriverla:

$$Q \cdot \Delta \omega^2 + \Delta Q \cdot \omega^2 + [\Delta E_c]_{\theta_0}^{\theta} + [\Delta E_p]_{\theta_0}^{\theta} = 0,$$

dalla quale si ricava:

$$(9) \quad \Delta \omega^2 = \frac{-[\Delta E_c]_{\theta_0}^{\theta} - [\Delta E_p]_{\theta_0}^{\theta} - \Delta Q \cdot \omega^2}{Q}$$

INFLUENZA DELLE DEFORMAZIONI ELASTICHE, I

Tutte le quantità che compariscono nel secondo di questa equazione saranno note, quando avremo il movimento del pendolo rigido, e da questo, col dato, avremo dedotta la configurazione del pendolo per ogni valore dell'angolo θ . La formula (9) ci dà la correzione da farsi al quadrato della velocità del pendolo rigido, per avere il quadrato della velocità del pendolo elastico.

Dopo ciò otterremo facilmente le correzioni da farsi alle altre quantità che si vorranno calcolare.

II.

Movimento del pendolo rigido.

Sollecitazioni sulle sezioni trasversali del

6. Sieno M_0, M_1, M_2 le masse del cilindro C_0 , e dei cilindri C_1 e C_2 , annessi alle sue basi. Diciamo poi h_0, h_1, h_2 dei loro baricentri dal punto O_1 ¹⁾; r_0, r_1, r_2 i raggi d'inerzia, rispetto all'asse di sospensione.

La velocità angolare di rotazione ω la riterremo nel senso $x_1 z_1$, mentre l'angolo θ lo misuriamo nel piano $x_1 z_1$. Perciò risulterà:

$$\omega = -\frac{d\theta}{dt}.$$

L'equazione del movimento può scriversi, con vista :

$$[E_k + E_p]_{\theta_0}^{\theta} = 0,$$

ove E_k rappresenta la forza viva, E_p l'energia di deformazione, ed anche, essendo per $\theta = \theta_0$, $E_k = 0$:

$$E_k + [E_p]_{\theta_0}^{\theta} = 0.$$

1) La quantità h_1 è negativa.

Ma

$$E_c = \frac{1}{2} (M_0 r_0^2 + M_1 r_1^2 + M_2 r_2^2) \omega^2,$$

$$[E_v]_{\theta_0}^{\theta} = -g (M_0 h_0 + M_1 h_1 + M_2 h_2) (\cos \theta - \cos \theta_0).$$

Quindi:

$$\frac{1}{2} (M_0 r_0^2 + M_1 r_1^2 + M_2 r_2^2) \omega^2 - g (M_0 h_0 + M_1 h_1 + M_2 h_2) (\cos \theta - \cos \theta_0)$$

da cui, posto:

$$(10) \quad \frac{M_0 h_0 + M_1 h_1 + M_2 h_2}{M_0 r_0^2 + M_1 r_1^2 + M_2 r_2^2} = \frac{1}{L},$$

si ricava:

$$(11) \quad \omega^2 = \frac{2g}{L} (\cos \theta - \cos \theta_0).$$

Da questa formula si deduce immediatamente l'accelerazione angolare α , anch'essa in funzione dell'angolo θ . Infatti deriviamo l'uno e l'altro membro rispetto al tempo:

$$2\omega \frac{d\omega}{dt} = -\frac{2g}{L} \sin \theta \frac{d\theta}{dt}.$$

$$\text{Ma } -\frac{d\theta}{dt} = \omega, \quad \frac{d\omega}{dt} = \alpha. \text{ Otterremo dunque}$$

$$(12) \quad \alpha = \frac{g}{L} \sin \theta,$$

che è l'espressione cercata.

7. Passiamo ora a determinare, per ciascuna sezione cilindro, normale all'asse, lo *sforzo di taglio*, lo *sforzo normale*, e il *momento flettente*, dei quali ci varremo per esprimere le tensioni interne.

Considero la sezione S del cilindro, il cui baricentro trova alla distanza z dall'origine O_1 (fig. 3). Sulla faccia volta verso la direzione positiva di $O_1 z$, ossia verso il basso, agirà una *forza normale* σ , ed una *forza tangenziale* parallela rispettivamente agli assi $O_1 z$, $O_1 x$, e che potrà

e applicate al baricentro: e inoltre una *coppia* o *mo-*
mentente, che indicheremo con $l\phi$ (l essendo una lun-

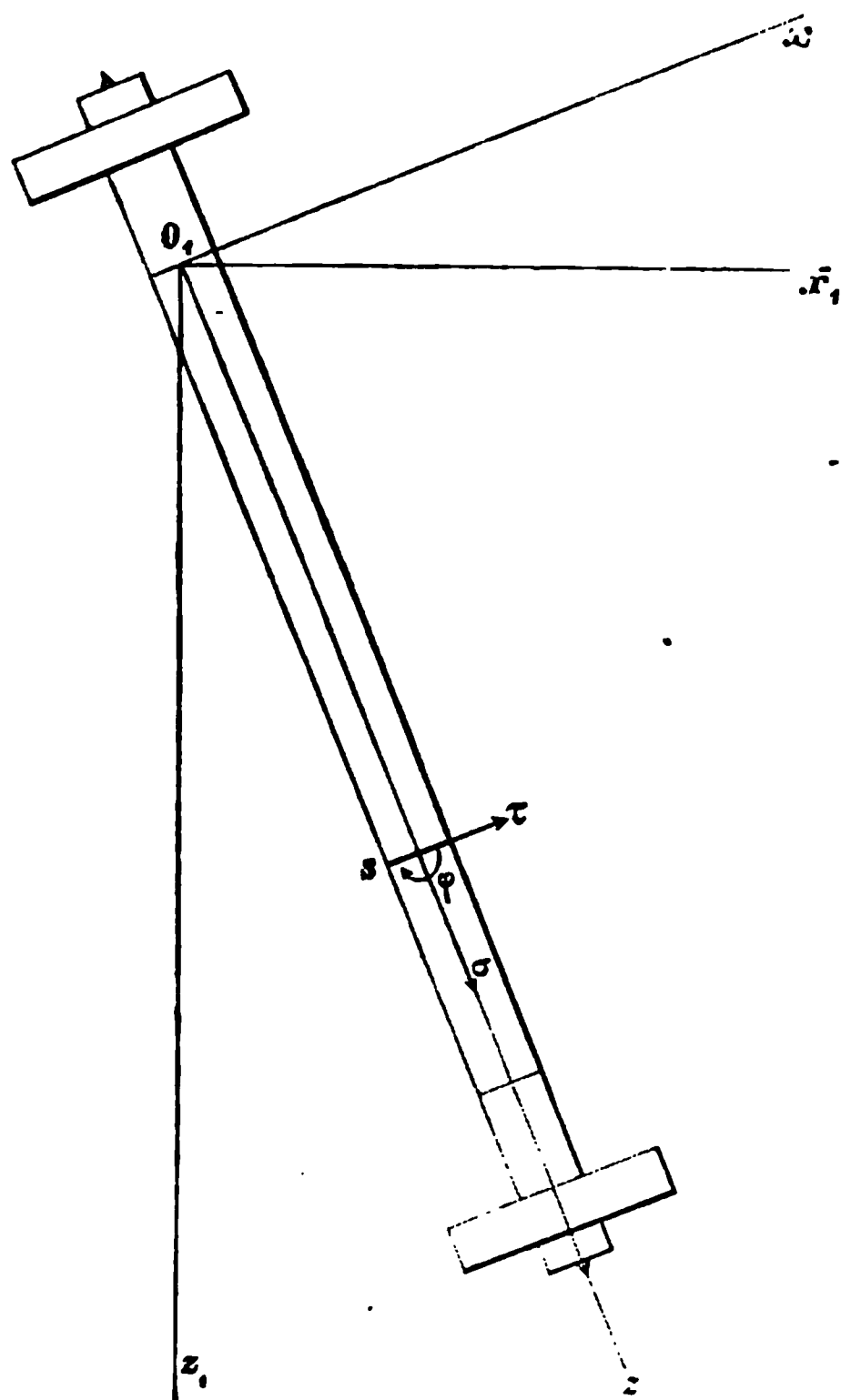


Fig. 3.

ϕ una forza). Esso agirà nel piano (xz) , e lo riterremo positivo quando tende a far rotare la faccia suddetta nel z .

L'altra faccia della stessa sezione si avranno sollecitazioni uguali, ma rivolte in senso opposto.

Per calcolare τ ed σ consideriamo il movimento della porzione compresa tra la sezione S , e l'estremo inferiore (fig. 4).

Sia M la sua massa, X la risultante parallela ad O_1x delle forze applicate, h la distanza del suo baricentro G

da O_1 , W_x l'accelerazione del baricentro nella direzione
Dovrà essere:

$$M W_x = X.$$

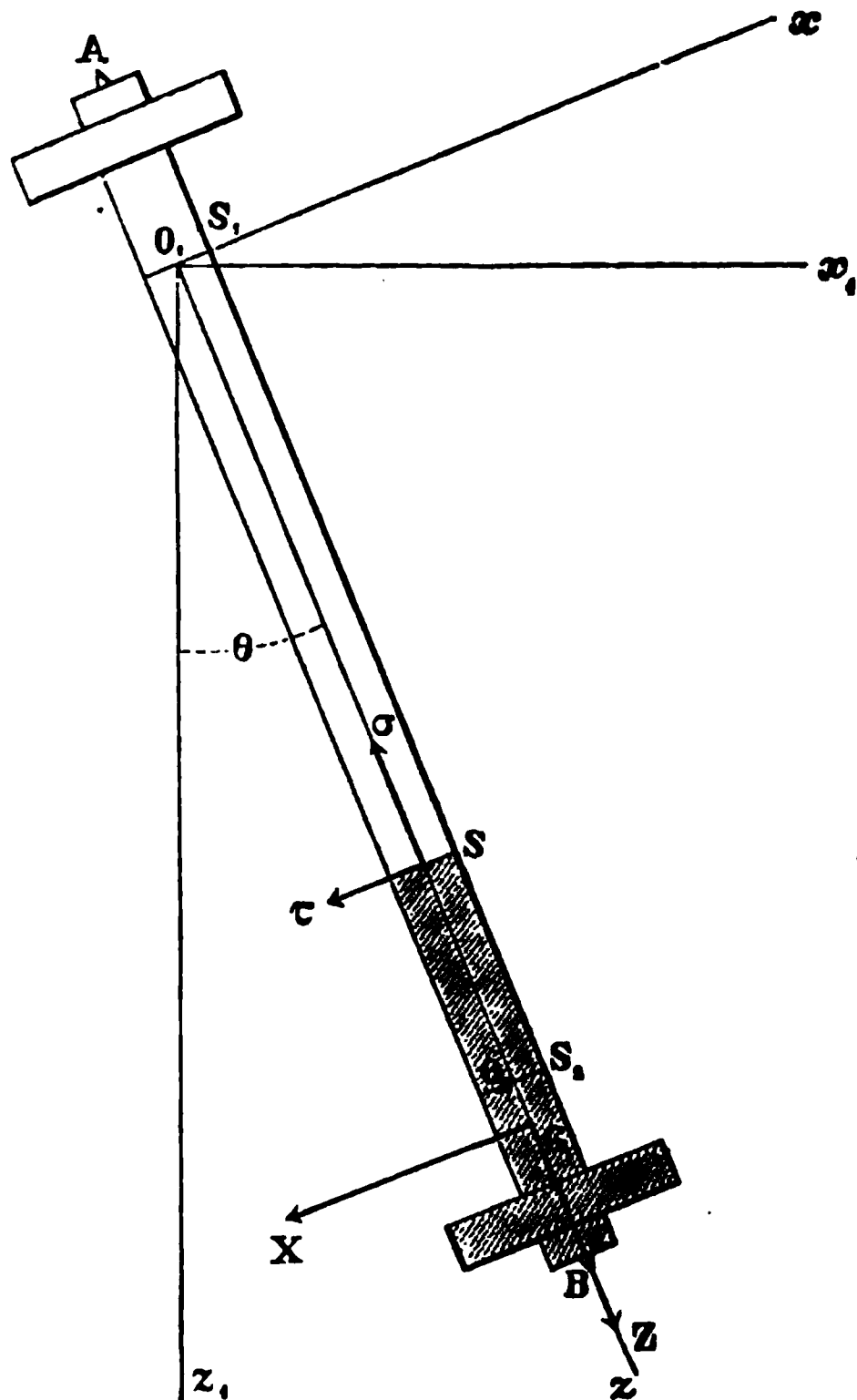


Fig. 4.

Ma $W_x = -h \alpha$ ($h = O_1 G$, $\alpha = \text{acc.}^\circ \text{ ang.}^\circ$). Quindi:

$$(13) \quad M h \cdot \alpha = -X.$$

Ora diciamo M' la massa della porzione di cilindro presa tra la sezione S , e la sezione estrema S_1 , h' la distanza del suo baricentro da O_1 . Essendosi chiamata M_2 la massa del pezzo C_2 , h_2 la distanza del suo baricentro da O_1 , sarà:

$$M h = M' h' + M_2 h_2.$$

Ma

$$W_2 = -\frac{(h\omega)^2}{h} = -h\omega^2$$

Dunque:

$$(16) \quad M h \cdot \omega^2 = -Z.$$

Ora, come già si è trovato:

$$M h = \frac{l^2 - z^2}{2l} M_0 + h_1 M_1, \quad \omega^2 = \frac{2g}{L} (\cos \theta - \cos \theta_0).$$

Si ha poi:

$$Z = -\sigma + g M \cos \theta = -\sigma + g \cos \theta \left(\frac{l^2 - z^2}{l} M_0 + M_1 \right).$$

Per conseguenza, sostituendo nell'equazione (16), e risolvendo rispetto a σ :

$$(17) \quad \sigma = M_0 g \sin \theta \left(\frac{l^2 - z^2}{l} + \frac{M_1}{M_0} \right) + M_0 g (\cos \theta - \cos \theta_0) \left(\frac{l^2 - z^2}{l L} + \frac{h_1 M_1}{L M_0} \right).$$

Pel calcolare il momento flettente $l \phi$, consideriamo il movimento di rotazione, intorno all'asse fisso Oy_1 , della porzione di pendolo compresa tra la sezione S, e l'estremo superiore A. Detto, rispetto all'asse Oy_1 , I il suo momento d'inerzia, μ il momento delle forze applicate sarà:

$$I \alpha = \mu.$$

Ora:

$$I = M_1 r_1^2 + M_0 \frac{z}{l} \left(\frac{z^2}{3} + b^2 \right):$$

infatti M_1 è la massa del pezzo C_1 , r_1 il suo raggio d'inerzia rispetto all'asse O_1y_1 , $M_0 \frac{z}{l}$ la massa della porzione di cilindro

compresa tra la base superiore S_1 , e la sezione S, e $\frac{z^2}{3} + b^2$

per una formula nota, rappresenta il quadrato del suo raggio d'inerzia, se con b s'indica il raggio d'inerzia della sezione normale del cilindro stesso, rispetto alla retta baricentrica parallela all'asse O_1y_1 . Poichè questa sezione è costituita d

le circonferenze concentriche vicinissime tra loro, possiamo tenere, detto r il raggio medio: $b^2 = \frac{1}{2} r^2$.

Avremo dunque, ricordando la (12):

$$8) \quad \left[M_1 r_1^2 + M_0 \frac{r}{l} \left(\frac{z^2}{3} + \frac{r^2}{2} \right) \right] \frac{g}{L} \sin \theta = \mu.$$

Sarà poi, chiamando M'' la massa della porzione di pendolo, che si considera, h'' la distanza del suo baricentro da O_1 :

$$\mu = -\tau z + l \phi + g M'' h'' \sin \theta.$$

Ma la massa M'' è composta di due parti, M_1 e $\frac{z}{l} M_0$, i baricentri distano da O_1 rispettivamente di h_1 e $\frac{z}{2}$. Quindi:

$$M'' h'' = M_1 h_1 + M_0 \frac{z^2}{2l},$$

la formula precedente diventerà:

$$9) \quad \mu = -\tau z + l \phi + g \sin \theta \left(M_1 h_1 + M_0 \frac{z^2}{2l} \right).$$

Il valore di τz lo ricaveremo dalla (15). Si ottiene:

$$\tau z = -M_0 g \sin \theta \left(\frac{l}{2L} \frac{z^3}{l^2} + \frac{z^2}{l} + Cz \right)$$

Dunque, sostituendo τz nella formula (19), poi μ nella (18), risolvendo rispetto a ϕ :

$$= M_0 g \sin \theta \left[-\frac{1}{6L} \frac{z^3}{l^2} + \frac{1}{2} \frac{z^2}{l^2} - \left(C - \frac{r^2}{2lL} \right) \frac{z}{l} + \frac{M_1}{M_0} \left(\frac{r_1^2}{lL} - \frac{h_1}{l} \right) \right].$$

Questa equazione, ponendo $A = C - \frac{r^2}{2lL}$, ossia per la formula (14):

$$A = 1 - \frac{l}{2L} + \frac{M_1}{M_0} \left(1 - \frac{h_1}{L} \right) - \frac{r^2}{2lL},$$

inoltre:

$$B = \frac{M_1}{M_0} \left(\frac{h_1}{l} - \frac{r_1^2}{lL} \right),$$

verrà scritta più semplicemente :

$$(20) \quad \phi = -M_0 g \operatorname{sen} \theta \left[\frac{l}{6L} \left(\frac{z}{l} \right)^3 - \frac{1}{2} \left(\frac{z}{l} \right)^2 + A \frac{z}{l} + B \right].$$

Nelle formule (15), (17) e (20), porremo per brevità:

$$(21) \quad \left\{ \begin{array}{l} f_1(z) = \frac{l-z}{l} + \frac{M_2}{M_0}, \\ f_2(z) = \frac{l}{L} \left(\frac{l^2 - z^2}{2l^2} + \frac{h_2}{l} \frac{M_2}{M_0} \right), \\ f_3(z) = \frac{l}{2L} \left(\frac{z}{l} \right)^2 - \frac{z}{l} + C, \\ f_4(z) = \frac{l}{6L} \left(\frac{z}{l} \right)^3 - \frac{1}{2} \left(\frac{z}{l} \right)^2 + A \frac{z}{l} + B. \end{array} \right.$$

Sarà allora :

$$(22) \quad \left\{ \begin{array}{l} \sigma = M_0 g \operatorname{sen} \theta f_1(z) + M_0 g (\cos \theta - \cos \theta_0) f_2(z), \\ \tau = -M_0 g \operatorname{sen} \theta f_3(z), \\ \phi = -M_0 g \operatorname{sen} \theta f_4(z), \end{array} \right.$$

Le quantità σ , τ , ϕ rappresentano delle forze; le funzioni $f_1(z)$, $f_2(z)$, $f_3(z)$, $f_4(z)$, rappresentano dei numeri astratti.

Abbiamo così calcolato, per tutti i valori dell'angolo θ , e per ogni sezione del cilindro, lo sforzo normale, lo sforzo di taglio, e il momento flettente.

Nel prossimo capitolo faremo la ricerca delle tensioni interne.

trasformazione, ma a conclusioni veramente generali non è giunto che nel Marzo 1898 ¹⁾. Cioè quando noi, che intorno alla diffusione dei raggi X iniziammo studii fino dai primi mesi del 1896 ²⁾, e che lavoravamo contemporaneamente a lui nello stesso campo, pubblicammo pure le nostre conclusioni ³⁾.

Queste differivano in gran parte da quelle del Sagnac. Difatti le nostre esperienze ci portarono ad ammettere che certi corpi si possano considerare come semplici diffusori, invece altri sieno soprattutto dei trasformatori, e che altri infine tengano dell'una specie e dell'altra. Di qui la divisione che noi proponemmo dei corpi in tre gruppi: B e A comprendenti gli estremi, ed un altro A-B comprendente le sfumature; costituenti insieme un'unica scala in cui il carattere che regolava la distribuzione dei diversi corpi pareva essere il loro peso.

Il Sagnac invece arrivava a stabilire che il fascio diffuso è in ogni caso diverso dal fascio di raggi X incidente; che cioè la trasformazione avviene sempre, per ogni specie di materia. Per lui quindi non esiste una diffusione dei raggi X; tutti i corpi sono trasformatori. Tale trasformazione sarebbe caratterizzata non solo dal diverso potere di penetrazione dei raggi disseminati, ma anche dalla diversa assorbibilità di questi da parte dell'aria, crescente colla profondità della trasformazione. Anche nel fascio trasmesso dai varii corpi si avrebbero poi raggi trasformati; misti però, in questo solo caso, a raggi X inalterati.

Queste le idee generali, che traspaiono da tutte le nostre pubblicazioni fatte sull'argomento e soprattutto dalle ultime ⁴⁾, nelle quali soltanto esse sono esposte in modo chiaro e completo.

2. Appunto uno di questi ultimi lavori, pubblicato nell'*Eclairage* 14 Gennaio 1899, assieme alla traduzione delle

1) *Eclairage électrique*, 12 Marzo 1898.

2) *Rendiconti Lincei*, 26 Aprile 1896.

3) *Ibid.* 20 Febbraio o 3 Aprile 1898.

4) *Eclairage électrique*, 14 Gennaio 1899, pag. 41. — *Jour. de Phys.*, Febbraio 1899.

la nostra con-

di commenti

affermazioni,

come conclu-

sioni a base di nuove osservazioni e di nuove esperienze; alcune già fatte da tempo, e che attendevano l'occasione di venire pubblicate, ed altre che abbiamo voluto istituire per la circostanza.

Vantaggi del nostro metodo di sperimentare.

3. Innanzi tutto gioverà qualche considerazione intorno ai metodi per l'esame del fascio disseminato dai corpi. D'accordo col Sagnac nel ritenere che lo schermo fluorescente, la lastra fotografica, e l'elettroscopio non siano ugualmente adatti per lo studio dei raggi trasformati, ecco le ragioni per cui abbiamo preferito nelle nostre ricerche il metodo fotografico:

1. Il fascio da studiare può farsi giungere intatto sullo strato sensibile nudo, mentre col metodo elettroscopico, dovendo chiudere il campo del conduttore carico, è necessario filtrare le radiazioni disseminate con un mezzo assorbente, sia pure soltanto con una lastrina di alluminio battuto.

ricerche sulle diffusioni d'am-
bilire col metodo fotografico, più
lue, dei dispositivi al sicuro da
metodo fluoroscopico ad es. ab-
simamente anche il corpo dello

ografia, e coi nostri dispositivi,
con prove comparative *contem-*
al sicuro da possibili variazioni

oi adoperato si verifica un'altra
ttenere col metodo elettroscopico.
contemporaneamente e distinta-
del fascio disseminato da ogni
all'opacità del fondo della lastra

sensibile, e la seconda dall' opacità relativa dei corpi formanti le scale di trasparenza.

V. Infine, potendosi integrare con pose opportune l'azione radiografica, è possibile ottenere, anche nei casi in cui questa è debolissima, delle prove così vigorose che permettano di apprezzare con sicurezza il risultato. (Ad es. la nostra esperienza sulla disseminazione dell' aria, che richiese una posa di 4 ore).

Ciò, in riguardo al valore generale del procedimento. Quanto poi al grado di precisione che può raggiungersi nelle osservazioni, è subito manifesto che esso è minimo col metodo fluoroscopico, per tutte le incertezze inerenti alle osservazioni fotometriche. Ma non è a ritenersi, e lo vedremo più oltre (§ 7, 8 e 9) che il metodo elettroscopico la vinca su quello fotografico (almeno per le ricerche di cui si parla), come *a priori* potrebbe credersi, e come insiste ad affermare il Sagnac.

Sull' esistenza della trasformazione per i corpi leggeri.

4. Il Sagnac, senza darsi la pena di ripetere le nostre esperienze col dispositivo e con i corpi da noi usati, come abbiamo minutamente descritto nelle nostre note, critica le esperienze stesse e si permette di qualificarle di *troppo poco precise*. Ciò appare, per lo meno, gratuito. Tanto più che di non poche delle nostre prove egli non ha fra le sue delle equivalenti: così ad esempio egli non ha mai sperimentato con liquidi ¹⁾, nè ha mai fatto uso di corpi in blocchi o in polvere ²⁾, nè di corpi composti come ossidi, solfati, ecc. scartando così *a priori* intere famiglie di sostanze, e precludendosi quindi il diritto di conclusioni veramente *general*i.

1) Anch' egli, è vero, ha usato il mercurio; ma ciò al solo scopo di cercare la riflessione regolare (Eclairage électr., 12 Marzo 1898, pag. 469).

2) Volendo reclamare una *priorità*, il Sagnac afferma che una polvere ed una superficie scabra siano equivalenti nel fenomeno della diffusione. Ciò non è in generale corretto, ma *tanto meno* qui; giacchè le atmosfere gassose che avvolgono i grani della polvere dovrebbero (proprio secondo le *sue idee*) esercitare un notevole assorbimento sui raggi trasformati. E perchè nella disseminazione non è solo la superficie esterna che è impegnata, ma uno strato di spessore più o meno considerevole, che può arrivare nei corpi del tipo B fino a dei centimetri.

oggi nuove ragioni che ci convincono nella stessa idea, dedotte dall'aver constatato che operando con corpi di questo gruppo le prove fondamentali della trasformazione non riescono. È appunto in questo senso che noi abbiamo intrapreso una nuova serie di esperienze, di cui passiamo a riferire.

Osserviamo intanto, di passaggio, che le cinque esperienze che il Sagnac cita nella sua Nota ¹⁾ come dimostrative della trasformazione non rappresentano in sostanza che dei modi diversi di osservazione del medesimo fatto, che noi riassumeremmo così: « l'ordine di successione dei corpi che ricevono un fascio di raggi X influisce sulle proprietà del fascio finale (diffuso, trasmesso o trasformato), e in modo che non è spiegabile colla sola selezione ». Non era dunque il caso che il Sagnac ci movesse l'appunto di non aver rilevato che una sola prova della trasformazione, tanto più che quella noi chiamavamo *veramente decisiva*, ritenendo quindi superflua ogni altra. Egli stesso riconosce essere quella *la plus simple et la plus importante* ²⁾, tanto da valersi poi solo di essa quando vuole rilevare con precisione il grado di trasformazione dei raggi disseminati ³⁾. Del resto le analogie coll'ottica possono suggerire ben altri metodi atti a mettere in evidenza, più o meno direttamente, l'esistenza della trasformazione.

Ciò premesso, gli diremo che le prove della trasformazione già dubbie con alluminio, risultano *nettamente negative* con cartone, legno ecc. — Che le coppie cartone-ebanite, ebanite-paraffina, ed altre analoghe del tipo B non danno *mai*, per trasparenza, differenze di entità o di qualità, quando si adoperino invertite a ricevere il fascio di raggi X: e ciò si verifica, anche variando gli spessori entro larghi limiti. — Che i raggi diffusi da due corpi qualunque del gruppo B non mostrano mai, a parità di intensità, poteri di penetrazione differenti per gli elementi di una scala di trasparenza, ove essi stessi figurano. — Che analogo risultato si trova quando si inverta l'ordine dei diffusori successivi per osservare i raggi terziarii.

1) *Eclairage electr.*, 14 Gennaio 1899, pag. 46.

2) *Eclairage electr.*, 14 Gennaio 1899, pag. 46.

3) *Comptes rendus*, 26 Febbraio 1899.

perando
 tipo A;
 tipo B,

ime ri-
 ico, che
 gi poco
 perando
 nota, in
 osto dei

ando la
 cessiva,
 no una
 inoltre
 rimenti
 olissima.
 gi X da

Hurmu-
 ssimi, e
 corpo e
 X, pare

agnac *)
 generale
 che l'e-
 accetta-
 classi-
 zioni di
 pi non
 Sagnac

Analisi critica delle esperienze del Sagnac.

7. Quanto abbiamo fin qui detto valga a conferma diretta delle nostre idee. Ma vediamo ora se il Sagnac, che ha l'aria di trattare come grossolane le nostre esperienze, perchè eseguite col metodo fotografico, possa giustamente pretendere una maggior precisione nelle sue, perchè eseguite invece col metodo elettroscopico.

Il Sagnac ha sempre ricorso per le conclusioni decisive sulla trasformazione al fatto, da lui constatato, che il fascio disseminato da un corpo risulta diverso, se si interpone sul cammino dei raggi un filtro, prima o dopo che abbiano colpito il corpo. Ora questo metodo non sembra a noi privo di incertezze per le seguenti ragioni :

α) Il trasporto della lastra assorbente dal fascio incidente al fascio disseminato implica un cambiamento negli elementi geometrici delle esperienze, che toglie rigore alla comparabilità. Difatti l'incidenza media del fascio mal si potrebbe ritenere uguale, nei due casi, giacchè la sorgente dei raggi trasformati ha forma diversa da quella dei raggi X, ed inoltre è semplice, mentre questa è molteplice.

β) Se si ammette col Sagnac la trasformazione per tutti i corpi, avrà influenza la trasformazione dello stesso filtro. Interponendo questo nel fascio dei raggi X, i raggi trasformati nella sua trasmissione danno origine a dei terziarii incontrando il diffusore. Quando il filtro è invece attraversato dal fascio disseminato dal diffusore, darà origine esso a dei terziarii di trasmissione. E questi terziarii sono diversi nei due casi per lo stesso principio della impermutabilità dell'ordine dei corpi, tanto nella diffusione che nella trasmissione. Inoltre questi due fasci di raggi terziarii hanno origine a distanze diverse nei due casi: cioè cambiano le distanze relative delle due sorgenti dall'elettroscopio.

γ) La lastra di alluminio dell'elettroscopio decide, sempre nel concetto di Sagnac, di un fascio di raggi *quaternarii*, la cui entità e natura è diversa da corpo a corpo diffondente, e per uno stesso corpo è diversa colla posizione del filtro.

questo nostro modo di vedere ¹⁾).

Ma anche sulla natura del fascio lo spessore influisce. Infatti man mano che questo aumenta, mantenendosi però minore di e , accade che il fascio rinviato, dovendo essere filtrato da uno spessore crescente della sostanza, si spoglierà delle radiazioni meno penetrative o più assorbibili avanti di uscire dal corpo ²⁾. Cioè aumentando lo spessore, si aggiungono al fascio disseminato soltanto radiazioni più penetrative, e se ne modifica così la composizione.

Se si distingue poi (come si deve fare, almeno pei corpi di tipo A-B) fra lo strato e di trasformazione e lo strato e' attivo nella diffusione, è chiaro che il rapporto delle intensità dei due fasci dipende pure dallo spessore assoluto con cui si opera. Così converrà usare non solo uno spessore maggiore di e , ma altresì maggiore di e' . — Inoltre si deve notare che i valori di e e di e' cambieranno collo stato del tubo e non nel medesimo rapporto.

Orbene, di tutto ciò ha tenuto conto il Sagnac? Dai suoi scritti non appare. Quel che è certo è che noi, operando con strati sempre molto spessi, eravamo al coperto da queste cause d'errore: che cioè questa circostanza, da cui egli prende pure motivo per tacciare di grossolane le nostre esperienze, costituisce invece una condizione di garanzia per una osservazione esauriente del fenomeno, e quindi per una più rigorosa comparabilità dei risultati.

10. Dall'analisi fatta nei tre precedenti paragrafi, par lecito concludere che il Sagnac non può pretendere di aver raggiunto nelle sue esperienze quella esattezza, che formalmente egli vorrebbe far apparire, e che gli dovrebbe dare maggior diritto di noi a conclusioni sicure. Anzi, data la complessità one, aumentata ancor più dalle all'eterogeneità del fascio emesso

¹⁾ e i raggi trasformati prodotti da un corpo
²⁾ uno corpo. (Comptes rendus, Febbraio 1899).

dai *focus*, noi crederemmo che almeno per ora, non si potesse essere in proposito più assoluti e precisi di quello che noi fummo.

Ma dobbiamo ora aggiungere che nelle ricerche del Sagnac c'è anche una questione fondamentale di fatto che ci lascia molto incerti.

Se i raggi trasformati sieno assorbiti dall'aria.

11. Il Sagnac pone come caratteristica essenziale del fascio trasformato anche un assorbimento marcato di questo da parte dell'aria. Sull'esistenza di tale assorbimento noi abbiamo ancor oggi molti dubbi, benchè fino dall'Aprile 1896 avessimo fatta quell'esperienza della quale, più d'un anno dopo, il Sagnac si valeva (dandola per nuova) per dimostrarlo ¹⁾. Noi verificammo infatti fino d'allora l'influenza della distanza sul rinforzo determinato nelle radiografie dai corpi posti dietro lo strato sensibile durante l'azione dei raggi X, ed in proposito scrivevamo: «... disponendo fra la pellicola ed il riflettore una sottile cornice che ne sopprimesse il contatto, il fenomeno si verificò ancora sebbene meno accentuato. Di questo indebolimento si può trovare ragione nell'aumentata distanza fra la pellicola ed il riflettore, difatti in altre esperienze con distanze diverse notammo che già a circa 3 millimetri il rinforzo è pressochè inapprezzabile: mentrechè facendo galleggiare una porzione dello strato sopra il mercurio, per modo che il contatto sia intimissimo, il rinforzo del fondo riesce molto intenso ²⁾».

Altre numerose esperienze facemmo più tardi nello stesso senso; ed anzi a fine di poter apprezzare se la legge di decrescenza dell'azione di diffusione fosse puramente geometrica, ripetemmo sempre le esperienze in condizioni analoghe, sostituendo al *focus* una sorgente luminosa. I risultati che ottenemmo in ogni caso furono equivalenti. Abbiamo inoltre potuto verificare che i fenomeni colla luce e coi raggi X si svolgono parallelamente, anche quando la distanza fra lo strato sensibile

1) Comptes rendus, 3 Gennaio 1898, pag. 38, fig. 3.

2) Rendiconti Lincei, 26 Aprile 1896, pag. 329.

più ampi
 te i raggi
 o il feno-
 isseminati.
 Nota sulla

diffusione).

Possiamo aggiungere che disponendo sotto uno strato sensibile esposto ai raggi X un diffusore metallico a gradinata, di cui il solo primo gradino toccava lo strato, e gli altri se ne discostavano regolarmente fino a 3 mm. circa, non abbiamo notato che la scala dei rinforzi cambiasse operando nell'aria o nel vuoto pneumatico.

Infine poi le nostre radiografie non ci hanno mai mostrato differenze nel grado di penetrazione del fascio quando variava la distanza del diffusore dallo strato sensibile.

Ciò spieghi intanto perchè non abbiamo parlato nelle nostre due Note, di un assorbimento che l'aria eserciterebbe sul fascio disseminato dai corpi colpiti dai raggi X.

È bensì vero che Sagnac giunge per altra via a concludere che i raggi trasformati sono assorbiti dall'aria, cioè osservando ad es.: che la trasparenza apparente di un corpo ai raggi X cambia (lievemente) colla sua distanza dal ricevitore dei raggi stessi ¹). Ma queste variazioni si possono pure spiegare con ragione geometrica; pensando che la legge di decrescenza dell'intensità colla distanza va applicata pel fascio X e pel fascio trasformato, contando le distanze da due origini *diverse* (il *focus*, e lo strato e del corpo trasformazione).

vore di un assorbimento dell'aria
 mbrano altri fatti, che il Sagnac
 senz'altro da quello: poichè in
 ontrare una condizione geometrica
 rienze di confronto, potrebbe da
 esempio il fatto che il coefficiente
 po risulta al Sagnac variare collo
 istanza) che divide il corpo stesso

dall' elettroscopio ¹⁾, potrebbe spiegarsi colle influenze già ricordate al N. 6 a proposito dell' esperienza fondamentale delle filtrazioni successive.

Se, oltre a ciò, si tien conto che Hurmuzescu ha dimostrato (vedi avanti) essere per i diversi corpi i coefficienti di trasformazione relativa *indipendenti dalla natura del gas ambiente*, si finisce col dover ritenere l' assorbimento dell' aria sui raggi trasformati *non ancora sufficientemente provato*.

In ogni caso poi, (ci preme notarlo) le nostre esperienze e le nostre conclusioni non perdono perciò del loro significato, perchè in esse fu sempre mantenuta costante la distanza del ricevitore dal diffusore, e perchè questa distanza (circa 4 cm.) era molto superiore a quei pochi mm., entro i quali il Sagnac ammette notevolmente variabile l' assorbimento dell' aria.

Conclusioni.

12. Dopo tutto ciò, non vediamo ragione di abbandonare le nostre idee, che ci hanno portato ad una classificazione dei corpi dal punto di vista del loro comportarsi nella disseminazione, allorchè sono colpiti da raggi X. Anzi ci appare oggi chiaro perchè la successione dei corpi nella nostra tabella non segua con precisione la legge di variazione del peso; giacchè le belle ricerche del Dorn sulla genesi di calore nei corpi che assorbono raggi X ²⁾ fanno comprendere come l' intensità del fascio disseminato dipenda anche dal potere assorbente della materia. Ad esempio il platino che presenta per noi lo scarto più sentito, mostrò appunto al Dorn un forte potere assorbente. Così pure il Walter che pubblicava di recente i risultati di sue ricerche sulla riflessione diffusa ³⁾ trova che l' intensità di questa è in stretto rapporto col peso atomico della sostanza diffondente [confermando così un fatto da noi preconizzato] ⁴⁾ ma che cresce con questo fino ai suoi valori medii, decrescendo in seguito rapidamente per i valori elevati.

1) Comptes rendus, 27 Febbraio 1899.

2) Wied. Annalen, Dicembre 1897.

3) Wied. Annalen, t. LXVI, pag. 74.

4) Rendiconti Lincei, 3 Aprile 1898, pag. 209 in nota.

ificazione al
solo indiretta-
ato soprattutto

scritti del Sa-
pubblicazioni,
sulla dissemi-

nazione dei raggi X, avvicinandosi al nostro modo di vedere; tantochè oggi la divergenza non è poi tanto grande come un tempo. Di che, dopo tutto, non possiamo che compiacerci.

Intanto il Sagnac usa oggi frasi assai meno recise che per il passato, circa l'entità della trasformazione provocata dai diversi corpi. Questa, che nei suoi primi scritti egli riteneva fosse per tutti i corpi pressochè dello stesso grado, si che soltanto a proposito dell'aria si esprimeva così: « la transforma-
tion parait bien moins profonde avec l'air qu'avec le zinc ¹⁾ »; oggi egli ammette che i raggi secondari sono « *de la même famille que les rayons X incidents* »; che ad es.: i raggi S' dell'alluminio sono « *peu transformés et presque aussi pénétrants que les rayons X primaires* »; tantochè essi sono rispetto ai raggi trasformati dello zinco « *ce que les rayons X d'un tube très dur sont aux rayons X plus absorbables d'un tube très doux* ²⁾ »; e così via.

Non basta. Il Sagnac fa oggi, dopo un anno dalla nostra pubblicazione, la distinzione dei corpi in pesanti (*lourds*) e questi ultimi « *transforment* » ³⁾. Ciò che prova come egli del potere di trasformazione (egli la dà però come definire i gruppi A e B ⁴⁾. te ⁵⁾), concludendo che: « *le*

. 522.

pag. 45.

gnac non avrebbe potuto pronunziarsi, o i vi ascriviamo, cioè con quelli il cui

pouvoir de transformation des éléments augmente le plus souvent avec la densité ou le poids atomique, sans qu'aucune de ces deux remarques soit générale », fa sentire di aver rilevato quella probabile dipendenza dal peso atomico, sulla quale pure noi ci eravamo espressi.

Ma c'è di più. In una recente comunicazione fatta alla *Société Française de Physique* ¹⁾ sulla trasformazione dei raggi X da parte dei diversi corpi semplici, il Sagnac parlando della complessità dei fasci di raggi X e di raggi trasformati, ammette che i loro spettri abbiano « *d'importantes régions communes, surtout du côté des rayons S les plus pénétrants* » ²⁾. Ciò equivale evidentemente ad ammettere che nel fascio disseminato dai corpi esistano raggi *eguali agli incidenti*, e talora in gran copia: in altri termini si ammette una vera e propria diffusione, talora prevalente sulla trasformazione.

Ora, non sarà male ricordare che la nostra conclusione generale era così formulata: « on est conduit à penser que « tous les corps sont aptes à diffuser des rayons X inaltérés et « à les transformer en rayons de cryptoluminescence, et que le « caractère spécifique de chaque corp, résultant *toujours* de « l'ensemble des deux effets, dépend de l'intensité de ces effets. « Pour les corps A le premier effet est négligeable; pour les « corps B, c'est le second » ³⁾ ».

Non erano qui forse contenute le conclusioni odierne del Sagnac? Noi non escludemmo infatti in modo assoluto che anche coi corpi del tipo B si potessero avere *tracce* di raggi trasformati; ma affermammo che il contegno di questi corpi appare quello di semplici diffusori, perchè il fascio disseminato non presenta differenza apprezzabile dal fascio incidente.

Ora il Sagnac non ha ancora dimostrato in modo esauriente e superiore ad ogni critica, che esista un' apprezzabile differenza di natura tra il fascio incidente e quello disseminato per tutti i corpi. E quand' anche gli riuscisse di farlo, non sapremmo

1) 6 Gennaio 1899.

2) Cfr. *Eclairage*, 14 Gennaio 1899, pag. 66.

3) La traduzione è dello stesso Sagnac. (*Eclairage*, 14 Gennaio 1899, p. 77).

formazione
di tutte le radiazioni che costituiscono il fascio incidente, piuttostochè di alcune di esse solamente.

Modena, 30 Marzo 1899.

**DI UN NUOVO METODO SPERIMENTALE PER LO STUDIO DELL' ASSORBIMENTO
DELLA LUCE NEL CAMPO MAGNETICO.**

Nota seconda di AUGUSTO RIGHI ¹⁾.

Nella produzione del fenomeno scoperto dal sig. Zeeman la luce adoperata è quella emessa dal corpo, per esempio vapore di sodio, collocato nel campo magnetico, luce che non è sensibilmente polarizzata. Avendo avuto l'idea di studiare quali fenomeni si sarebbero ottenuti mediante la luce polarizzata, con che mi sembrava d'entrare in un nuovo campo di ricerche assai promettente, dovetti naturalmente prendere in esame, non già l'ordinario fenomeno Zeeman, che chiamerò fenomeno *diretto*, ma il fenomeno *inverso*, quello cioè che si produce quando un raggio di luce proveniente da una sorgente qualunque attraversa il corpo, per esempio vapore di sodio, posto nel campo magnetico. In questo caso, infatti, era facile polarizzare con un nicol la luce adoperata.

che si sarebbero prodotti, e techhoff estesa anche alla forma ne risultava dall'osservazione già fenomeno inverso), trovai, che, la luce che ha attraversato il po magnetico, doveva apparire, gialla di lunghezze d'onda possorbite dal sodio. In una prece- miei ragionamenti, come pure le da esse consentiti, confermavano

ncei, Vol 7^a, 2^a sem., ser. 5., fasc. 12, 1898,
ser. 5., v. 7^a, pag 41. — N. Cimento, ser. 4.,

Quelle esperienze sono state di poi ripetute e confermate da molti fisici. Di più, alcuni di essi, adoperando mezzi più adeguati, hanno anche potuto osservare certi fatti assai interessanti, dei quali naturalmente non avevo potuto dapprima tener conto. Così, avendo i sigg. Macaluso e Corbino ¹⁾ sostituito il reticolo di Rowland allo spettroscopio a visione diretta, solo apparecchio spettrale che io avessi a mia disposizione, questi fisici hanno trovato, che al fenomeno Zeeman si sovrappone una rotazione delle vibrazioni, quale secondo H. Becquerel ²⁾ e Voigt ³⁾ era da aspettarsi, per le lunghezze d'onda assai vicine a quelle assorbite, rotazione che è intimamente legata alla dispersione anomala, che pure esiste per quelle speciali lunghezze d'onda, messa recentemente in evidenza con ingegnosissime esperienze dal sig. Becquerel ⁴⁾.

In causa dell'esistenza del fenomeno rotatorio non si può più dire, che le esperienze descritte nella citata Nota mettono in evidenza l'esistenza del fenomeno Zeeman, quando lo si consideri a sè, indipendentemente dalla rotazione delle vibrazioni, che ora sappiamo lo accompagna. Si può dire invece, che quelle mie esperienze offrono un mezzo semplice di dimostrare l'esistenza del fenomeno complesso Zeeman-Faraday, senza che si possa assegnare in modo generale qual parte della luce, che appare creando il campo magnetico, spetti al cambiamento di lunghezze d'onda, e quale alla rotazione delle vibrazioni.

I sigg. Corbino e Macaluso pensano che quest'ultima parte sia la maggiore, mentre io inclino per l'opposto parere, basandomi sulla circostanza, che per osservare distintamente il fenomeno di rotazione delle vibrazioni occorre una fiamma, la quale, per essere molto ricca in vapore metallico, dia larghe righe d'assorbimento, mentre questa condizione non è necessaria affinchè l'apparizione di luce indicatrice del fenomeno Zeeman abbia luogo ⁵⁾. Oltre a ciò si vedrà più oltre, che an-

1) Rend. della R. Accad. dei Lincei, ser. 5., v. 7°, pag. 298.

2) Comp. rend., 31 Octobre 1898.

3) Gott. Nachr. 1898, Heft 4.

4) Comp. rend. 5 Décembre 1898.

5) L'esperienza riesco anche con una fiamma poverissima in sodio, prodotta nella maniera insegnata dal sig. Koenig.

righe di assorbimento siano assai larghe, la detta luce potrà assumere nel suo complesso una colorazione diversa da quella complementare della luce trasmessa.

A questa diversità potrà anche contribuire l'essere eventualmente di differenti grandezze per le varie righe di un medesimo corpo lo sdoppiamento prodotto dal campo magnetico.

Le esperienze seguenti, fatte sull'ipoazotide, mi sembrano d'accordo con questa conclusione.

Esperienze coll' ipoazotide. — Nell'esperienza con questo gas descritta nella prima Nota si produsse, eccitando il campo magnetico, una luce verde-azzurra. Ho di poi riconosciuto, che luce di tal colore si produce soltanto quando lo spessore dello strato di gas sia abbastanza piccolo, o il gas abbia piccola densità, mentre si ha luce di altro colore se lo strato è assai grosso, ed il gas è puro e non diluito con aria.

Ciò risulta da esperienze fatte con tubi più o meno lunghi contenenti ipoazotide, e posti nell'asse di rocchetti percorsi da una corrente e la cui lunghezza variò da pochi centimetri sino a più di due metri. Ecco, per esempio, quanto ho osservato con un tubo lungo 40 c., mentre il campo magnetico nell'asse del rocchetto era di circa 600 unità.

Quando il tubo è completamente pieno di gas, non si osserva nessun fenomeno al chiudersi del circuito. Scacciando con aria secca parte del gas, il fenomeno si produce; ma la luce che appare eccitando il rocchetto è giallo-rossa, simile a quella che il gas trasmette. Diluendo di più in più il gas, la luce diviene biancastra, e poi verde-azzurra. Il sostituire al tubo lungo 40 c. tubi di più in più corti sino ad 1 o 2 centimetri, dà luogo agli stessi successivi cambiamenti.

Esaminando collo spettroscopio a visione diretta quella luce, si riconosce, che mentre quando il gas è assai diluito e in istrati di piccolo spessore, lo spettro è press' a poco complementare di quello dato dalla luce trasmessa (almeno nella parte più luminosa dello spettro), quando invece lo spessore e la densità del gas aumentano, quello spettro risulta visibilmente modificato, e di più in più limitato dalla parte più rifrangibile. Dietro osservazioni fatte in condizioni migliori delle primitive mi è anzi sembrato, che questa resti sempre alquant

oscura, e che perciò se la luce verde-azzurra è fisiologicamente complementare della giallo-rossa trasmessa, essa però non contiene tutte le lunghezze d'onda mancanti in quest'ultima.

Risulta in particolare da queste osservazioni che uno strato troppo grosso o troppo denso di gas, che verosimilmente produce più larghe righe d'assorbimento, è sfavorevole alla riuscita dell'esperienza.

Bromo e iodio. — Questo risultato avuto coll'ipoazotid mi decise a riprendere in esame i vapori di bromo e di iodio coi quali anteriormente non avevo osservato nessun effetto. Era probabile infatti che nei primi tentativi fatti con questi vapori lo spessore adoperato fosse troppo grande.

Avendo ripetuto l'esperienza con strati sottili, essa è riuscita completamente ¹⁾.

Pel bromo occorre uno spessore che non superi molto un centimetro, ma che può essere alquanto minore. Il vapore, quando il bromo lo produce alla temperatura ordinaria, è contenuto in un tubetto chiuso alle basi da vetri piani sottilissimi, che non producano doppia rifrazione accidentale e diano luogo a una rotazione piccolissima. La luce che apparisce eccitando il campo è verde-azzurra. Esaminata collo spettroscopio essa dà uno spettro che si estende all'incirca dalla regione della riga D sino al di là della *b*. Da questa parte è limitato più bruscamente che dalla parte meno rifrangibile. Come coll'ipoazotid se si aumenta lo spessore dello strato di vapore, quella luce diviene rossastra e meno intensa, poi finisce col non prodursi più.

Il iodio offre certe difficoltà pratiche. Siccome per sviluppare il vapore occorre il riscaldamento, così accade che i vetri che chiudono il tubetto divengono facilmente birefrangenti (per ineguaglianza di riscaldamento, deformazioni etc.), d'onde la difficoltà di avere l'oscurità prima di eccitare il campo. Ho quindi dovuto sopprimerli, ed impedire l'uscita del vapore dal tubo con una lenta e ben regolata aspirazione dall'interno.

Quando lo spessore del vapore di iodio attraversato dalla luce è di pochi millimetri, al crearsi del campo magnetico a,

1) Adoperando strati non tanto sottili converrebbe d'altronde allontanare i poli dell'elettrocalamita, ciò che renderebbe meno intenso il campo magnetico.

parisce una bella luce azzurra. Esaminata collo spettroscopio essa dà uno spettro che si estende dalla regione della riga E sino quasi alla F ¹).

Come si vede anche nel caso dei vapori di bromo e di iodio, l'azione del campo magnetico si manifesta solo in una porzione limitata dello spettro.

Esperienze con altri vapori. -- Non ho ottenuto finora nessun effetto col cloruro di nitrosile (NO Cl) e col cloruro di cromile ($\text{Cr O}_2 \text{Cl}_2$). Invece ho osservato l'apparizione di luce per opera del campo magnetico, ponendo fra i poli i vapori di monobromuro di iodio (JBr), di monocloruro di iodio (JCl), o di tetrabromuro di selenio (Se Br_4). Col primo di questi corpi la luce prodotta dall'azione magnetica è azzurra, come quella che dà il iodio; col secondo è di un azzurro meno saturo, cioè più biancastro; col terzo infine è verde-azzurra, un pò meno verde però di quella che danno il bromo e l'ipoazotide ²).

S'intende che con ognuno di questi corpi, come pure col bromo, col iodio, la luce apparsa non si estingue girando l'analizzatore in un senso qualunque, ma è invece sostituita dalla luce trasmessa, ciò che permette di non confondere il nuovo fenomeno con quello di Faraday. È dunque lecito il supporre che con tutti questi corpi si potrà osservare lo sdoppiamento delle righe d'assorbimento, al che si richiederà però probabilmente un campo magnetico intensissimo.

Luce diretta trasversalmente alle linee di forza. -- Nella prima Nota dimostrai che fenomeni simili a quelli, che si producono colla luce propagantesi parallelamente alle linee di forza, dovevano prodursi con luce trasversale, purchè questa venisse polarizzata ed analizzata circolarmente; ma la difficoltà di realizzare una estinzione abbastanza perfetta m'impedì ogni verifica sperimentale.

Recentemente il signor Cotton ³) ha fatto una simile esperienza con luce trasversale polarizzata a 45° dalle linee di

1) Una esperienza di breve durata può farsi nello stesso modo che pel bromo e per l'ipoazotide, coll'avvertenza di riscaldare un po' il tubetto, dopo avervi introdotto un cristallo di iodio, tanto da svolgersi una piccola quantità di vapore.

2) Potrebbe darsi che l'effetto osservato con questi vapori provenisse in tutto e in parte da una loro parziale dissociazione.

3) Comp. rend. 5 Décembre 1898.

nella mia

prima Nota, che anche in queste condizioni deve osservarsi l'apparizione di luce al crearsi del campo magnetico. Anzi il signor Cotton attribuisce una speciale importanza a questa disposizione, perchè con essa la rotazione delle vibrazioni non interviene a complicare il puro fenomeno Zeeman.

Però anche con questa disposizione al fenomeno Zeeman se ne sovrappone un altro, con esso strettamente connesso, quello cioè di una doppia rifrazione. Infatti il sig. Voigt ¹⁾ ha dimostrato recentemente, che dalla sua teoria si deduce l'esistenza di questa doppia rifrazione, e l'ha anche constatata, insieme al prof. Wiechert, con apposite esperienze.

I fenomeni che si ottengono colla luce trasversale alle linee di forza non differiscono che per l'intensità, finchè si osservano direttamente coll'occhio o per mezzo d'uno spettroscopio a piccola dispersione, da quelli relativi alla luce propagantesi secondo l'asse dell'elettrocalamita. Il colore della luce, che il campo fa apparire, è lo stesso nei due casi, e lo spessore o la densità del gas esercita nei due casi la stessa influenza.

Aggiunta. — Una esperienza, fatta con due fiamme di sodio e descritta nella prima Nota, servì a dimostrare come l'azione del corpo posto nel campo magnetico, si manifesti d'onda, che sono vicinissime nelle condizioni ordinarie. La è più comodamente coll'ipo-

quel gas è posto fra i poli, se
io della luce fra la sorgente lu-
questo secondo tubo è assai più
, il fenomeno più non si pro-

nte esperienza era stata già provata dal si-
fatti conversando meco delle mie esperienze,
Macaluso, in seguito alla quale questi due
anti fenomeni di cui ho parlato più sopra,
o con luce trasversale polarizzata a 45 gradi
da me descritti. Questo caso speciale non

duce. Ciò accade se, per esempio, il tubo posto nel campo magnetico è lungo 2,7 c. e l'altro invece 40 c., oppure se il primo è lungo 1,2 c. e l'altro 15,2 c.

Se mentre fra i poli trovasi il tubo di 2,7 c. si mette davanti alla sorgente un tubo di lunghezza assai minore di 40 c. per esempio lungo 15,2 c., si ottiene ancora una traccia del solito fenomeno, e cioè l'apparizione di una debole luce gialla rossa, allorchè si chiude la corrente magnetizzante.

La spiegazione di questi fenomeni è ovvia.

LIBRI NUOVI

CANALISATIONS ELECTRIQUES.

Lignes aériennes industrielles,

di R. V. PICOU.

(Un vol. di 172 pagine. Ganthier-Villars, Parigi).

È un libro eminentemente pratico ed utilissimo tanto agli ingegneri quanto ai montatori elettricisti. Infatti in esso trovasi ogni elemento che guidi nella scelta del materiale da adoperarsi per la costruzione delle condutture aeree industriali e per il calcolo del diametro da assegnare al filo della conduttura, della resistenza di esso, della resistenza di isolamento, ecc. ecc.

Il libro è ripartito in tre parti, ciascuna delle quali è divisa a sua volta in diversi capitoli.

Nella 1^a parte viene spiegato quale deve essere il materiale da adoperarsi nella costruzione della linea; quale cioè debbono essere la quantità e grossezza dei fili impiegati, gli isolatori con i supporti su cui questi sono fissati, i pali, le mensole, ecc.

La 2^a parte è specialmente dedicata alla montatura della linea, al modo quindi di preparare e piantare i pali, alla maniera di tendere i fili, di fare le legature e i raccordi e il modo di proteggere e conservare la linea.

tavole
e que-

da of-
le.
co.

di di-
stribuzione dell' elettricità; ma questo del Picou è specialmente raccomandabile, perchè non si dilunga in calcoli estesi e teorie più o meno difficoltose. Esso invece mira più specialmente a mostrare i sistemi di distribuzione elettrica più in uso riuscendo in pari tempo assai pratico ed utile e soprattutto chiaro e facile ad intendersi.

Il volume è diviso in due parti. La prima parte (quattro capitoli) tratta da principio della distribuzione in derivazione semplice, del modo di collocare, in questo caso, la sorgente elettrica, e del calcolo della rete e delle arterie di distribuzione. Precedenti alle distribuzioni principali alla distribuzione per trasfor-

ribuzione per accumulatori, dipossano rendersi utili sia da o o coi trasformatori.

capitoli) tratta più specialmente degli ammaestramenti generali di distribuzione elettrica, riguardando, l' economia d' illuminazione, il massimo risparmio di carbone, olio ecc. nei costi, e le spese di esercizio.

R. FEDERICO.

**RICETTARIO INDUSTRIALE,
dell' Ing. I. GHERSI.**

Questo manuale edito colla solita eleganza e correttezza, viene ad arricchire la collezione dei Manuali Hoepli, colmando una lacuna che era vivamente sentita dalle industrie.

L'A. con metodo chiaro e facile espone tutti quei precetti utili in ogni ramo dell'industria che erano fino ad oggi mal noti e considerati come segreti. Conservando a questa raccolta un carattere essenzialmente pratico ha fatto che non solo riuscisse utile alle industrie grandi e piccole, ma anche alle famiglie. Sarebbe bene che ogni fabbrica, ogni officina e, possiamo dire, che ogni casa ne fossero provvisti. A provarlo crediamo che basti riportare il sommario del volume.

« Procedimenti utili nelle arti, industrie e mestieri. Caratteri, saggio e conservazione delle sostanze naturali e artificiali d'uso comune. Colori, vernici, mastici, colla, inchiostri, gomma elastica, materie tessili, carta, legno, fiammiferi, fuochi d'artificio, vetro. Metalli: bronzatura, nichelatura, argentatura, doratura, galvanoplastica, incisione, tempera, leghe. Filtrazione. Materiali impermeabili, incombustibili, artificiali. Cascami. Olii, saponi, profumeria, tintoria, smacchiatura, imbianchimento. Agricoltura. Elettricità ».

P. BACCEI.

R I V I S T A

Comptes Rendus, T. CXXVII. Novemb. e Dicemb. 1898.

DUCRETET E. *Telegrafia hertziana senza fili fra la torre Eiffel ed il Panteon* (pp. 713-716). — L'A. è pervenuto, con apparecchi da lui costruiti, ad sperimentare alla distanza di 4 Km. essendo questa distanza occupata da un gran numero di edifici assai elevati. Disponendo sulla terza piattaforma della torre Eiffel la stazione trasmettitrice i segnali ricevuti sul Panteon erano molto netti: non fu possibile di invertire la trasmissione perchè la vicinanza della gran torre metallica annullava l'effetto delle onde sul filo collettore pertinente all'apparecchio ricevitore.

bita dalla luce che attraversa certi vapori metallici in un campo magnetico (pp. 951-953). — Gli A. notano che vari dettagli segnalati dal Becquerel, relativi al notevole fenomeno scoperto dagli A., erano già stati osservati da loro, e registrati nella nota da loro comunicata all'Accademia dei Lincei. In seguito muovono alcune obiezioni all'interpretazione data dal Becquerel per il fenomeno stesso.

COTTON A. *Assorbimento in un campo magnetico* (pp. 953-955). — L'A. faceva attraversare da un fascio di luce bianca gli apparecchi seguenti: 1° un nicol la cui sezione principale è a 45° dell'orizzontale; 2° un'elettro-calamita che dà un campo di alcune migliaia di unità, le cui linee di forza sono orizzontali ed esattamente perpendicolari al fascio; un secondo nicol posto all'incirca all'estinzione col primo. Ponendo fra le due estremità polari una fiamma gialla colorata con un sale di sodio e lanciando la corrente, l'estinzione è distrutta, una parte del fascio primitivo ora attraversa il secondo nicol, e si vede apparire la sorgente luminosa, colorata in giallo. Rotando il primo nicol di 45° per modo da rendere verticale od orizzontale la sua sezione principale non si osserva più lo stesso fenomeno: una volta stabilita l'estinzione essa persiste anche quando si fa agire il campo.

Questa esperienza dell'A. non è come dice egli stesso, che una modificazione di un'altra del prof. Righi ¹⁾ il quale aveva sperimentato soltanto nella direzione delle linee di forza. In questo caso al fenomeno di Zeeman, che consiste in una modificazione delle linee propriamente dette, si aggiunge il fenomeno di Faraday della polarizzazione rotatoria magnetica. Questa polarizzazione rotatoria è particolarmente intensa in vicinanza delle linee spettrali, come lo dimostrano l'esperienza di Macaluso e Corbino. Essa interviene altresì per distruggere l'estinzione primitiva. Sperimentando invece come ha fatto l'A., perpendicolarmente alle linee di forza del campo magnetico, si tolgono gli effetti di quella polarizzazione e si osserva ciò che è dovuto unicamente all'effetto Zeeman.

TURPAIN A. *Studio comparativo del campo hertziano nell'aria e nell'acqua* (pp. 955-957). — L'A. ha usato lo stesso procedimento da lui già praticato ²⁾ per uno studio analogo relativo all'olio, ed ha trovato che mentre le lunghezze d'onda delle oscillazioni elettriche che eccitano un risonatore dato posto nella po-

1) Atti della R. Accad. dei Lincei, t. VII, fasc. 2, N. Cimento (4), t. VIII, pag. 102.

2) Nuove Cimento, (4), t. VIII, pag. 127 e 426.

sizione prima, sono le stesse nell'aria e in un dielettrico, invece per le oscillazioni che eccitano il risonatore nella posizione seconda il rapporto della lunghezza d'onda nell'aria alla lunghezza d'onda in un dielettrico è uguale la radice quadrata della costante dielettrica del dielettrico stesso.

BLONDEL A. *L'isteresimetro Blondel-Charpentier e la sua applicazione alla misura statica dell'isteresi* (pp. 957-960).

BOLTZMANN L. *Sul rapporto dei due calori specifici dei gas* (pp. 1009-1014). — L'A. ricorda i valori teorici stabiliti dal Clausius, dall'A. stesso e dal Maxwell per il rapporto γ dei due calori specifici dei gas. Ricorda altresì ch'egli rettificò due errori nella 2^a memoria di Maxwell, e stabilì per il primo che se si tratta di un gas perfetto γ non può avere il valore trovato da Clausius di $1\frac{2}{3}$ che nel solo caso che le molecole si comportino come semplici punti materiali o come sfere perfette; se le molecole si comportano come corpi rigidi elastici, non aventi la forma di corpi di rivoluzione allora $\gamma = 1,4$.

Ora l'A. confuta alcune asserzioni del Leduc che gli ha attribuito di ammettere per i gas triatomici il valore $\gamma = 1\frac{1}{3}$ e mettendo a fronte lo stato attuale della teoria cinetica dei gas colle ricerche di Kundt e Warburg e del Ramsay, l'A. giunge alle conclusioni seguenti:

1. La molecola di un gas perfetto pel quale si ha $\gamma = \frac{1}{3}$ deve comportarsi rispetto agli urti molecolari come una sfera rigida, ciò che probabilmente non è possibile che per i gas monoatomici.

2. La molecola di un gas perfetto per il quale si ha $\gamma = 1,4$ in un esteso intervallo di temperatura, si comporta come due sfere rigidamente collegate fra loro, ciò che probabilmente non avviene che per i gas diatomici.

3. Ogni molecola (ed anche ogni atomo) è atta a vibrare in parti interne o elettriche. In conseguenza γ diminuisce e diviene variabile anche per dei gas perfetti a alte temperature. Per i gas triatomici, ciò avviene già alle temperature ordinarie.

4. Per un gas imperfetto, che segue la legge di Van der Waals γ è sempre più piccola che per un gas perfetto, la cui molecola è della stessa costituzione ed ha le stesse qualità interne. Ma la legge di Van der Waals non essendo che una prima approssimazione, non si può sapere se questo teorema è vero in generale, e la teoria dei gas imperfetti è ancora affatto incerta.

essendo g l'accelerazione della gravità e μ il coefficiente di viscosità del gas entro il quale la nube si muoveva.

Per ottenere valori attendibili, bisognava poi esser sicuri che gli ioni prodotti dai raggi X agivano da nuclei per la nebbia, e ciò fu provato osservando che sotto l'azione di un forte campo elettrostatico tali ioni sono cacciati dal gas e quindi una rarefazione successiva non dà più nebbia, o la dà molto debole. Di più occorre sapere se nella prima nebbia che si forma vengono impiegati tutti gli ioni presenti, tanto più che nei gas esposti ai raggi X la nebbia si forma solamente se la rarefazione che si fa subire al gas è tale che il rapporto fra il volume finale e quello iniziale del gas sia compreso fra 1,25 e 1,40. Per ovviare a questa difficoltà l'A. indeboliva i raggi X fino a che una seconda rarefazione non desse più luogo ad alcuna nebbia apprezzabile.

Dalle esperienze e dalle misure eseguite l'A. deduce che il raggio delle goccioline d'acqua nella nebbia è $3,39 \times 10^{-4}$ cm., e che in un cm³ di gas, prima che avvenga l'espansione, si ha $n = 4 \times 10^4$; e tenendo conto di questo risultato e delle misure della corrente, egli trova che fatte diverse correzioni, per l'aria si ha

$$e = 6,5 \times 10^{-10}$$

e per l'idrogeno

$$e = 6,7 \times 10^{-10}$$

unità elettrostatiche.

ORR W. Mc. F. *Sulla precessione forzata e sulla nutazione di un involucro ellissoidico contenente un liquido* (pp. 545-553). — È uno studio analitico di un problema già discusso da lord Kelvin, di cui non è possibile fare un breve riassunto.

WALKER J. *Sull'orientazione della fenditura negli esperimenti d'interferenza* (pp. 553-557). — Riferendosi ad un suo precedente lavoro (*N. Cim.* (4) vol. 9, p. 238) ed alle osservazioni del Fabry, l'A. studia l'effetto che l'orientazione della fenditura produce sulla visibilità delle frange d'interferenza.

VINCENT J. H. *Sulla costruzione di un modello meccanico per illustrare la teoria di Helmholtz della dispersione* (pp. 557-563). — Un modello meccanico per la dispersione fu descritto da J. J. Thomson, il quale usava una lunga corda tesa orizzontalmente, cui erano appesi molti fili portanti una massa pesante per ciascuno. L'A. sostituisce a questo un altro modello, formato da una

dimensioni, ma si ha una quantità maggiore di elettricità; e con due dischi del diametro di 19 pollici, si può eccitare un tubo Röntgen in modo da dar le ombre delle ossa di una mano.

LORD RAYLEIGH. *Sui sistemi isoperiodici* (pp. 567-569). — Un sistema con m gradi di libertà che vibra attorno ad una configurazione di equilibrio ha in generale m periodi distinti di vibrazione, ma in casi particolari due o più di quei periodi possono essere uguali. Il pendolo sferico semplice è un esempio di due gradi di libertà con due periodi uguali. L'A. ricerca in questa Nota le proprietà dei sistemi oscillanti, tali che abbiamo tutti i periodi uguali.

QUINCKE G. *Sulla suscettibilità delle sostanze diamagnetiche e debolmente magnetiche* (p. 573). — A proposito della Nota di A. P. Wills (*N. Cim.* (4), 8, p. 238), l'A. fa osservare che lo stesso metodo fu da esso descritto nel 1889, ed usato continuamente nel suo laboratorio.

Vol. 47. Gennaio 1899.

CAMPBELL A. *I flussi magnetici nei galvanometri e in altri apparecchi elettrici* (pp. 1-18). — Riportiamo da questa Nota interessante, nella quale sono indicati anche i metodi tenuti per determinarli, i valori che ha la densità del flusso magnetico, o il numero B dei tubi di induzione per cm^2 , negli strumenti che servono per le più comuni misure elettriche.

e in questo caso, com'è noto, il rocchetto rinforza soltanto la frequenza fondamentale t della corrente alternativa, ed estingue tutte le armoniche superiori. Questo metodo ha poi il vantaggio di innalzare molto il voltaggio ai serrafili del condensatore, senza dover ricorrere a dei trasformatori; e quindi il wattmetro può essere inserito nel circuito a piccolo voltaggio, per misurare l'energia totale spesa nel rocchetto e nel condensatore. Sottraendo da tale energia quella $I^2 r$ spesa nel rocchetto, il resto rappresenta l'energia dissipata nel condensatore.

Le misure eseguite su un condensatore di 0,8 microfarad, a carta paraffinata, costruito dagli A., mostrarono che la perdita di energia è del 3,39 per $\%$; e per un voltaggio da 400 a 2250 l'energia dissipata è sensibilmente proporzionale al quadrato della f. e. m. In diversi condensatori commerciali, il cui dielettrico è un miscuglio di cera gialla e rosina, l'energia dissipata varia dal 6 al 9,5 $\%$; in uno peraltro raggiunse il 72 $\%$. In questo, la perdita cresceva fino ad un massimo al crescere della temperatura, e poi diminuì quando la mescolanza di cera e rosina si rammoliva.

I risultati anormali presentati da questo condensatore furono confermati anche da misure calorimetriche, che saranno esposte dagli A. in una Nota successiva.

COOK E. H. *Esperienze con la scarica silenziosa* (pp. 40-57). — È uno studio sulle diverse azioni che si hanno nella scarica di una macchina elettrica o di un rocchetto alla pressione atmosferica. Le azioni meccaniche che si manifestano col vento elettrico sono esercitate più intensamente da una punta positiva, che da una punta negativa; ma poca differenza si presenta fra le due punte per l'azione che hanno di caricare un elettroscopio o una bottiglia di Leyda posti a una certa distanza. Per l'azione chimica, studiata con la quantità di iodio messa in libertà da una soluzione di ioduro di potassio, la punta positiva è molto più efficace di quella negativa per le scariche del rocchetto; l'opposto avviene per le scariche delle macchine. La scarica silenziosa non trasporta nessuna particella metallica dagli elettrodi; almeno ciò è stato dimostrato in tutti i casi studiati dall'A., che arrivò fino a potenziali di 50000 volta.

La scarica ha poi un'azione assai intensa sulle lastre fotografiche, e si può con essa ottenere la riproduzione di stampe, disegni ecc. posti fra la lastra e la punta. Anche a traverso pìstrati di carta si ha la riproduzione di una stampa; e la riproduzione è tanto più netta quanto più il disegno è vicino alla pellicola fotografica.

Ma una ragione più forte per abbattere i sistemi biologici e geologici che richiedono un tempo incommensurabile, o anche di poche migliaia di milioni di anni per la storia della vita sulla terra, e l'uniformità dell'azione plutonica durante quel tempo, l'A. la trova nella velocità con la quale si deve esser raffreddata la crosta terrestre. Tenendo conto infatti dai risultati che il Barus ed altri ottennero sulla temperatura di fusione delle rocce granitiche e basaltiche e sulla loro conduttività termica a temperature e pressioni elevate, egli trova che non sono probabilmente passati più di 24 milioni di anni dall'epoca in cui la terra cominciò a solidificarsi.

In una sua Memoria sul raffreddamento secolare della terra (*Math. a. Phys. Pap.* vol. III) l'A. addusse già le ragioni che portano a ritenere che immediatamente prima della solidificazione alla superficie la parte interna doveva esser solida, ad eccezione di piccole porzioni di lava o di altre rocce fuse, situate fra le masse solide delle rocce formatesi per la caduta, in fondo al liquido, delle porzioni più dense. Ammettendo che il nucleo solido fosse coperto di uno strato di lava fusa, dello spessore di 40 chilometri, l'A. espone finalmente il modo col quale si può intendere che si siano formate le montagne e le altre disuguaglianze della superficie, a motivo della eterogeneità della composizione nelle diverse parti della massa fusa, che determinava solidificazioni parziali capaci di originare, per la corrispondente contrazione, dei dislivelli di qualche chilometro.

Quanto all'origine della vita, l'A. fa osservare che dai graniti e dai basalti non si poteva sprigionare, quando erano ancor fusi, altro che azoto, anidride carbonica e vapor d'acqua, e che quindi nell'atmosfera primitiva molto probabilmente non era presente l'ossigeno. Peraltro, pochi anni dopo la solidificazione superficiale, nelle acque ancor calde che si raccoglievano nelle depressioni della crosta, potevano benissimo vivere delle piante, ad es. delle conferve, le quali sotto l'azione della luce solare decomponavano l'anidride carbonica e lasciavan libero l'ossigeno, che doveva lentamente accumularsi nell'atmosfera per renderla atta alla vita animale. Non è tuttavia molto probabile che questa fosse la sola sorgente dell'ossigeno per l'atmosfera, la quale poteva benissimo contenerne anche fin dal principio. Ad ogni modo, poche centinaia d'anni dopo che la superficie cominciò a solidificarsi, la terra poteva essere adatta alla vita animale e vegetale.

Ma se è possibile rendersi ragione del modo col quale la terra divenne adatta alla vita, l'A. fa osservare che la maten-

l'uranio, si ha la stessa ionizzazione: cioè qualunque sia il cesso della ionizzazione, questa assorbe l'energia, e l'energia chiesta per produrre la separazione della stessa quantità di elettricità (che è trasportata dagli ioni del gas) è approssimativamente la stessa per tutti i gas cimentati, che furono aria, CO_2 , HCl , NH_3 e gas illuminante. Fu trovato inoltre che la velocità degli ioni prodotti dalle radiazioni Becquerel è la stessa di quelli dovuti ai raggi Röntgen; essa è alquanto maggiore per gli elettrodi negativi che per i positivi.

La causa e l'origine di quelle radiazioni è però poco conosciuta. Probabilmente l'energia spesa nel produrla è talmente piccola, che esse possono durare per moltissimo tempo.

A. STEFANELLI.

P è il pallone in cui viene posto il
M è un secondo pallone in cui si racco-
ma l'istillazione; N = 1 pallone sperime
dotta l'acqua definitivamente purificata.

I tubi di congiunzione sono molto lu
T è di m. 1,60.

La congiunzione del tubo H alla po
curio è fatta a fuoco e con l'interposiz

Tutto l'apparecchio, dopo le consue
tenuto per molto tempo pieno di acqua e
continuammo siffatto trattamento per c
biando l'acqua ogni due o tre giorni).

Avvertiamo da ultimo che per le
bene che le distillazioni siano fatte sem
tezza (noi, per es., mantenevamo i due
a circa 25°, e a 0° C).

Riempito così dopo la seconda disti
se si manda su di esso un raggio di lu
di un riflettore elettrico, l'acqua osser
mane assolutamente senza illuminazione
due dischetti lucenti ne egioni
raggio fa capo.

3. Se si ripete l'esperienza con un
abbia ricevuto tutte le cure sopra desc
mensioni dei tubi di comunicazione sia
l'esperienza non è di sicura riuscita. È
tal caso che lungo la via del raggio
sono all'acqua dei punti brillanti, dov
purezza cedute dal vetro o a particelle
trascinate dal vapore. Per evitare ques
far passare la seconda acqua distillata
mato con idrato anco o di ferro, o
nickel.

In luogo del pallone N si congiung
piccolo apparecchio rappresentato dall
tutto da due palloncini A e B congiunti per mezzo di ■

termina in un cannello: il palloncino A, il tubo L, che ad esso si biforca in due rami, K, è verticale e poggia verso il basso sull'apparecchio di distillazione; i due tubi F e G si uniscono per mezzo del laterale V. L'apparecchio deve essere prima lavato con acqua distillata bollente.

Prima s'introduce acqua distillata bollente nel palloncino superiore del tubo L. Il palloncino A di vetro annerito è precedentemente trattato con acqua distillata bollente e in A un po' di acqua contenente un po' di iodio.

Si passa lentamente

mentre attraverso il tappone, vi deposita uno straterello gelatinoso di idrato di nickel, ed esce poi dall'apparecchio pel cannello F. Si

Fig. 2

in seguito per lo stesso tubo K acqua purissima e disaerata, fintantochè si possa esser sicuri che l'apparecchio sia ben lavato e l'idrato di nickel non contenga più tracce dei sali serbati alla sua formazione. Allora si chiudono alla fiamma i tubi K e F e si procede alla distillazione dell'acqua contenuta nel palloncino P (fig. 1) mantenendo nel ghiaccio il palloncino A.

In B viene finalmente raccolto il liquido da sottoporsi all'esperienza. -

4. L'acqua ottenuta nei modi testè descritti è priva di corpuscoli in sospensione, ma è anche priva di aria.

impedisce all'aria della stanza, che per il tubo T doveva penetrare nel pallone, di trasportare sostanze estranee anche minutissime. Infatti quando il pallone già precedentemente vuotato veniva riempito con aria così filtrata, questa si mostrava ai raggi luminosi perfettamente oscura.

Tenendo in leggera azione la pompa, si lasciava entrare lentamente l'aria attraverso l'acqua del pallone N per più ore di seguito. Ci è sembrato quasi sempre che l'acqua in tal guisa aerata non mostrasse alcuna illuminazione lungo la via dei raggi luminosi che l'attraversavano; altre volte invece ci è parso di scorgere un'incerta traccia di un'illuminazione estremamente leggera, non osservata però unanimemente da tutte le persone a cui si è mostrato il fenomeno. Non è da dubitare, secondo noi, che questa traccia sia da attribuire al pulviscolo trasportato dall'aria, ad onta di tutte le precauzioni prese: essa mostrerebbe piuttosto come in seno all'acqua la diffusione luminosa dovuta a minutissimo pulviscolo sia meglio osservabile che in seno all'aria.

In questa opinione ci confermano le esperienze di Spring ¹⁾ venute alla luce in questi giorni, quando avevamo già esaurite anche queste prove.

Egli pure è difatti riuscito a ottenere dell'acqua *otticamente vuota*, provocando in seno all'acqua stessa la formazione di un precipitato gelatinoso (di silicato di calcio, o d'idrato d'alluminio o di ferro o di zinco), il quale trascinava, nel depositarsi al fondo dopo circa una settimana, tutti i corpuscoli sospesi nel liquido.

5. Lo Spring ha tentato inutilmente di rendere, con lo stesso metodo, *otticamente vuoti* i liquidi organici.

Col nostro apparecchio invece abbiamo raggiunto assai facilmente lo scopo. Ci siamo serviti della formazione di un precipitato gelatinoso in seno al liquido per trattenerne il pulviscolo, e poi abbiamo separato il liquido stesso mediante distil-

1) Bull. de l'Acad. roy. de Belgique, 3 ser., t. 37, p. 174, mars 1899.

lazione nel vuoto. Per ottenere il precipitato gelatinoso, dovevamo il liquido in due porzioni uguali, e scioglievamo una di esse un po' di cloruro di nickel e nell'altra un po' di idrato potassico; quindi versavamo l'una dopo l'altra le soluzioni nel pallone P, agitandolo leggermente, e infine collegavamo il pallone stesso all'apparecchio di distillazione (fig. 1).

Abbiamo fatto le esperienze sull'alcool etilico e sull'alcool amilico. L'uno e l'altro liquido raccolti nel pallone N, si mostravano assolutamente oscuri, sia sotto l'azione dell'arco elettrico che della luce solare concentrata con lenti.

Possiamo dunque asserire che anche l'illuminazione dell'alcool amilico e dell'alcool etilico nei casi ordinari, come quella dell'acqua, è accidentale, e dovuta al pulviscolo minutissimo che questi liquidi tengono in sospensione.

Intendiamo però di continuare le nostre ricerche sui liquidi organici, per vedere se vi hanno delle serie in cui la struttura molecolare possa loro conferire un potere proprio d'illuminazione.

Conclusione.

Le esperienze descritte ci conducono a stabilire che:

1). L'acqua non ha un potere proprio d'illuminazione, tantochè le si può togliere la proprietà d'illuminarsi, o distillandola nel vuoto, o provocando in seno ad essa la formazione d'un precipitato gelatinoso.

2). Non hanno potere proprio d'illuminazione neppure l'alcool etilico, nè l'alcool amilico (e quindi probabilmente neppure gli altri liquidi organici di analoga costituzione).

3). L'aria che possa trovarsi disciolta in un liquido non pare sia fra le cause accidentali, che lo rendono atto ad essere illuminato.

Dall'Istituto di Fisica della R. Università di Pisa,
Maggio 1899.

OSSERVAZIONI SU UNA MEMORIA DEL PROFESSOR BATTELLI.

per M. MATHIAS.

Professore alla Facoltà di Scienze di Tolosa.

un lavoro inserito nelle Memorie dell' Accademia Reale Scienze di Torino del 1895, e riprodotto nel 1° volume vori dell'Istituto di Fisica di Pisa, del 1897, il Prof. Battellinina con due metodi destinati a controllarsi scamentemente, le densità dell'etere, del solfuro di carbonio e cool liquidi sotto la pressione del loro proprio vapore saturo. Questi risultati sperimentali sono riassunti in una prima grafica, prendendo le temperature come ascisse e le densità come ordinate. In una seconda tavola, l'Autore ha aggiunta tali curve quelle che rappresentano le densità del vapore saturo dedotte dalle sue esperienze anteriori.

Prof. Battelli ha provato invano di trovare una formula empirica capace di rappresentare con precisione l'insieme delle esperienze sulle densità dei liquidi. In particolare, egli ha cercato di verificare il teorema degli stati corrispondenti per mezzo della formula empirica :

$$\delta = A (m - 0,569 + 1,665 \sqrt{1 - m})$$

che ho verificata per molti corpi ¹⁾, e che è la traduzione in linguaggio degli stati corrispondenti ($T = 273 + t = m \Theta$) la forma di funzione che Cailletet ed io abbiamo impiegato precedentemente.

Prof. Battelli trova, per i valori *osservati e calcolati* della densità del liquido, dei numeri del tutto diversi, quando seguano un andamento parallelo, come può giudicarsi dalla seguente tabella relativa all'etere.

| DENSITÀ | | | | | |
|---------|-----------|-----------|------|-----------|-----------|
| t | osservata | calcolata | t | osservata | calcolata |
| 0° | 0,7350 | 0,5364 | 120° | 0,5740 | 0,4600 |
| 20 | 0,7080 | 0,5275 | 150 | 0,5090 | 0,4176 |
| 50 | 0,6780 | 0,5097 | 170 | 0,4530 | 0,3811 |
| 80 | 0,6420 | 0,4914 | 190 | 0,3920 | 0,3036 |
| 100 | 0,6130 | 0,4801 | 195 | 0,3600 | 0,2637 |

L'autorità del Prof. Battelli è troppo grande in tutte le questioni che si riferiscono alle proprietà termiche dei fluidi perchè io non abbia creduto opportuno dover ricercare la ragione di tale disaccordo fra il calcolo e l'osservazione.

Comincerò dal notare che la formula (1) non è valevole, come ho già precisato ¹⁾, che per $m > 0,8$. Perciò essa non potrebbe adoperarsi a partire da 0°, che corrisponde ad $m = 0,58$ per l'etere, $m = 0,50$ per il solfuro di carbonio ed $m = 0,53$ per l'alcool; ma la verifica non dovrebbe aver luogo che al di sopra di 119°, 164°, e 139° rispettivamente per i tre corpi considerati.

Come io ho dimostrato per molte sostanze, il coefficiente A della formula (1) è proporzionale alla densità critica Δ definita come il limite della semi-somma delle due specie di densità di uno stesso corpo quando la temperatura tende verso il suo valore critico, e si ha sensibilmente

$$(2) \quad \frac{A}{\Delta} = 2,36$$

con piccole variazioni possibili in più o in meno nel valore di questo rapporto.

I valori di Δ adottati dal Prof. Battelli

$$0,208 = \frac{1}{4^{\text{cc}}80} ; \quad 0,377 = \frac{1}{2^{\text{cc}}651} ; \quad 0,2283 = \frac{1}{4^{\text{cc}}38}$$

sono dedotti invece dai volumi critici determinati sperimental-

1) E. Mathias. Sur la densité critique, p. 19. Ann. de Toulouse, 1892.

ETERE

| t | δ osservate da Battelli | δ calcolate | differeza |
|------|-----------------------------------|-----------------------|-----------|
| 195° | 0,353 | 0,319 | — 0,034 |
| 190 | 0,378 | 0,370 | — 0,008 |
| 185 | 0,4007 | 0,4012 | + 0,0005 |
| 180 | 0,420 | 0,424 | + 0,004 |
| 175 | 0,4392 | 0,4442 | + 0,005 |
| 170 | 0,458 | 0,461 | + 0,003 |
| 165 | 0,4708 | 0,475 | + 0,003 |
| 160 | 0,486 | 0,489 | + 0,003 |
| 155 | 0,497 | 0,501 | + 0,004 |
| 150 | 0,5092 | 0,5116 | + 0,0024 |
| 145 | 0,518 | 0,522 | + 0,004 |
| 140 | 0,530 | 0,531 | + 0,001 |
| 135 | 0,5442 | 0,5394 | — 0,0048 |
| 130 | 0,553 | 0,547 | — 0,006 |

SOLFURO DI CARBONIO

| | | | |
|------|-------|-------|---------|
| 260° | 0,721 | 0,691 | — 0,030 |
| 250 | 0,770 | 0,760 | — 0,010 |
| 240 | 0,812 | 0,812 | 0,000 |
| 230 | 0,847 | 0,853 | + 0,006 |
| 220 | 0,879 | 0,887 | + 0,008 |
| 210 | 0,910 | 0,916 | + 0,006 |
| 200 | 0,936 | 0,941 | + 0,005 |
| 190 | 0,963 | 0,966 | + 0,003 |
| 180 | 0,988 | 0,987 | — 0,001 |
| 170 | 1,008 | 1,005 | — 0,003 |
| 160 | 1,027 | 1,022 | — 0,005 |
| 150 | 1,047 | 1,037 | — 0,010 |

La legge del diametro rettilineo si verifica benissimo sul solfuro di carbonio e sull'etere, come lo dimostrano le seguenti tabelle :

SOLFURO DI CARBONIO.

| δ (liquido) | δ' (vap. sat.) | $\frac{\delta+\delta'}{2}$ ossor. | $\frac{\delta+\delta'}{2}$ calc. | Differenze |
|-----------------------|--------------------------|-----------------------------------|----------------------------------|------------|
| 0,621 | 0,231 | 0,4260 | 0,4431 | + 0,0171 |
| 0,721 | 0,178 | 0,4495 | 0,4508 | + 0,0013 |
| 0,770 | 0,147 | 0,4585 | 0,4585 | 0 |
| 0,812 | 0,121 | 0,4660 | 0,4662 | + 0,0002 |
| 0,847 | 0,104 | 0,4755 | 0,4739 | — 0,0016 |
| 0,879 | 0,087 | 0,4830 | 0,4816 | — 0,0014 |
| 0,910 | 0,072 | 0,4910 | 0,4893 | — 0,0017 |
| 0,936 | 0,058 | 0,4970 | 0,4970 | 0 |
| 0,963 | 0,048 | 0,5055 | 0,5047 | — 0,0008 |
| 0,988 | 0,035 | 0,5115 | 0,5124 | + 0,0009 |
| 1,008 | 0,028 | 0,5180 | 0,5201 | + 0,0021 |
| 1,027 | 0,022 | 0,5245 | 0,5278 | + 0,0033 |
| 1,047 | 0,018 | 0,5325 | 0,5355 | + 0,0030 |
| 1,067 | 0,014 | 0,5405 | 0,5432 | + 0,0027 |
| 1,087 | 0,009 | 0,5475 | 0,5509 | + 0,0034 |
| 1,107 | 0,005 | 0,5560 | 0,5586 | + 0,0026 |
| 1,129 | 0,003 | 0,5660 | 0,5663 | + 0,0003 |
| 1,147 | 0,001 | 0,5740 | 0,5740 | 0 |
| 1,164 | » | 0,5820 | 0,5817 | — 0,0003 |
| 1,183 | » | 0,5915 | 0,5894 | — 0,0021 |
| 1,197 | » | 0,5985 | 0,5971 | — 0,0014 |
| 1,210 | » | 0,6050 | 0,6048 | — 0,0002 |
| 1,228 | » | 0,6140 | 0,6125 | — 0,0015 |
| 1,246 | » | 0,6230 | 0,6202 | — 0,0028 |
| 1,260 | » | 0,6300 | 0,6279 | — 0,0021 |
| 1,272 | » | 0,6360 | 0,6356 | — 0,0004 |

lori calcolati del diametro rettilineo del solfuro di
sono stati ottenuti per mezzo della formula

$$\frac{\delta + \delta'}{2} = 0,6510 - 0,00077 t .$$

to valore conduce alla densità critica $0,4408 = \Delta$, il

coefficiente angolare del diametro essendo $-0,00077$. In questo caso si ha :

$$\frac{1,041}{0,4408} = 2,362$$

il che verifica il teorema degli stati corrispondenti.

ETERE

| t | δ (liquido) | δ' (vap. sat.) | $\frac{\delta + \delta'}{2}$ osser. | $\frac{\delta + \delta'}{2}$ calc. | Differenza |
|------|-----------------------|--------------------------|-------------------------------------|------------------------------------|------------|
| 190° | 0,378 | 0,112 | 0,2450 | 0,2413 | + 0,0037 |
| 185 | 0,401 | 0,091 | 0,2460 | 0,2450 | — 0,0010 |
| 180 | 0,420 | 0,070 | 0,2495 | 0,2487 | — 0,0008 |
| 175 | 0,439 | 0,066 | 0,2525 | 0,2524 | — 0,0001 |
| 170 | 0,458 | 0,056 | 0,2570 | 0,2561 | — 0,0009 |
| 165 | 0,471 | 0,051 | 0,2610 | 0,2598 | — 0,0012 |
| 160 | 0,486 | 0,044 | 0,2650 | 0,2635 | — 0,0015 |
| 155 | 0,497 | 0,039 | 0,2680 | 0,2672 | — 0,0008 |
| 150 | 0,509 | 0,032 | 0,2705 | 0,2709 | + 0,0004 |
| 145 | 0,518 | 0,028 | 0,2730 | 0,2746 | + 0,0016 |
| 140 | 0,530 | 0,026 | 0,2780 | 0,2783 | + 0,0003 |
| 135 | 0,544 | 0,021 | 0,2825 | 0,2820 | — 0,0005 |
| 130 | 0,553 | 0,018 | 0,2855 | 0,2857 | + 0,0002 |
| 125 | 0,5635 | 0,014 | 0,2887 | 0,2894 | + 0,0007 |
| 120 | 0,572 | 0,012 | 0,2920 | 0,2931 | + 0,0011 |
| 115 | 0,583 | 0,0105 | 0,2967 | 0,2968 | + 0,0001 |
| 110 | 0,593 | 0,007 | 0,3000 | 0,3005 | + 0,0005 |
| 105 | 0,602 | 0,005 | 0,3035 | 0,3042 | + 0,0007 |
| 100 | 0,612 | 0,0035 | 0,3077 | 0,3079 | + 0,0002 |
| 95 | 0,621 | 0,002 | 0,3115 | 0,3116 | + 0,0001 |
| 90 | 0,630 | 0,0015 | 0,3155 | 0,3153 | — 0,0002 |

I valori calcolati del diametro rettilineo dell'etere, sono stati ottenuti per mezzo della formula

$$\frac{\delta + \delta'}{2} = 0,3819 - 0,00074 t.$$

ca $0,2361 = \Delta$, il
 $,00074$. Il numero
 non è accettabile,
 tà critica è vicina
 arius e di Sydney
 ficano dunque la
 sità del vapor sa-
 nemoria del Pro-
 vede dalla tabella
 ensità con quelle
 lecito, essendo il
 abbastanza vicino

| δ (Battelli) | δ' (S. Young) |
|------------------------|-------------------------|
| 0,028 | » |
| » | 0,0490 |
| 0,026 | » |
| 0,021 | » |
| » | 0,0381 |
| 0,018 | » |
| 0,014 | » |
| » | 0,0311 |
| 0,0120 | » |
| 0,0105 | » |
| » | 0,0244 |
| 0,0070 | » |
| » | 0,0211 |
| 0,0052 | » |

i numeri del Prof.
 limite della semi-
 i sperimentali da
 le formule.
 e dagli stessi risul-
 in è accettabile il

numero che ne risulta per la densità critica dell'etere — come che deriva dalle densità troppo piccole che furono trovate pel vapor saturo d'etere, a tutte le temperature.

CALORE SVOLTO NEL BAGNARE LE POLVERI.

Risposta alla Nota del Dott. GUIDO ERCOLINI.

di T. MARTINI.

Sarebbe stato mio intendimento rispondere alla Nota pubblicata dal Dott. Ercolini in questo Periodico, ¹⁾ in una terza Memoria sul calore sviluppato nel bagnare le polveri (o meglio certe polveri) intorno alla quale sto lavorando. Ma poichè gli esperimenti, che ancora ho da compiere, non sono pochi e non potrò così presto pubblicarla, trovo opportuno di esporre subito alcune brevi considerazioni intorno alla detta Nota.

L'Autore ammette, con me, che il calore svolto nel bagnare la polvere cresce fino ad un massimo; ma trova erroneo quanto affermai nella mia seconda Memoria, ²⁾ che la quantità di calore scema, quando, raggiunto che siasi il massimo effetto, si sperimenta con una quantità di liquido eccedente quella con la quale fu raggiunto il detto effetto.

Il concetto dal quale il Dott. Ercolini è partito, per fare le sue ricerche, è ben diverso dal mio. L'Autore avendo sperimentato con la silice pura e il carbone aminale, che bagnava con acqua, introdusse nel computo calorimetrico anche l'acqua versata sulla polvere dalla cui azione ha origine il fenomeno del riscaldamento.

Io, invece, considerai l'acqua, ovvero un altro liquido, come l'alcool, l'etere la benzina ecc. (perchè anche con siffatti liquidi sperimentai) e la polvere, come due corpi fra i quali si esercita un'azione, non stata ben definita fin qui, dalla quale si sviluppa calore. In questo aspetto neppur lo-

1) Nuovo Cimento, Serie 4, vol. 9, fascicolo di febbraio 1899.

2) Atti del R. Istituto Veneto, T. 9, serie 7, 1897-98 e N. Cimento, S. 4, T. 4, pag. 396, 1898.

si viene a creare ponendo in comunicazione metallica due dischi, si ammette che, al punto di contatto, si genera una *forza elettromotrice di contatto*, che varia al variare i due dischi sempre agli stessi punti di contatto, e dipende solamente dalla loro capacità; questa forza si fa prima crescere coll'avvicinarsi dei due metalli, e poi diminuire allontanare i due metalli. I due dischi possono disporsi in un ordine tale che la forza sia sempre positiva rispetto al se-

gno. La *Wiedemann'sche* *Entstehung der Kraft*, fa la seguente ipotesi: se due dischi metallici sono in comunicazione col suolo, e se uno di essi è nel cosiddetto *stato neutro*. Per il primo, che è nel *stato neutro*, dell'energia, quando si pongano qualunque di essi, dopo aver soppresso la comunicazione col suolo, non si può generare

alcun movimento di elettricità, a meno di cambiare la posizione di quei pezzi, alterando così le due capacità elettriche. Se così non fosse si potrebbe generare un movimento elettrico mettendo alternativamente in comunicazione metallica due di quei pezzi metallici fra di loro e col suolo; ma ciò è impossibile perchè lo stabilire comunicazioni metalliche non costituisce lavoro.

Da qui si trae la conseguenza che anche i metalli, posti in comunicazione col suolo sono ricoperti da uno strato elettrico di potenziale differente da metallo a metallo; infatti una comunicazione metallica tra due qualunque di essi non altera la distribuzione elettrica del sistema ossia, come dice Volta, due metalli riuniti metallicamente sono a potenziali differenti.

Nel campo pratico, per studiare l'elettricità liberata dalla forza elettromotrice di contatto, occorre produrre delle variazioni di capacità nel sistema dei due metalli eterogenei. Generalmente questo concetto fondamentale del fenomeno scoperto da Volta non si fa risaltare abbastanza chiaramente.

Che la differenza di potenziale tra due metalli in comunicazione metallica sia dovuta ad una reale forza elettromotrice di contatto, non è ammesso con accordo generale dai fisici moderni. Quei che l'ammettono devono riconoscere che essa è diversa dalla forza elettromotrice che esiste in una coppia voltaica dove si può raccogliere elettricità libera senza compiere un lavoro esterno, lasciando che avvenga l'azione chimica. Una coppia metallica invece non può fornire elettricità che quando si alteri la capacità del sistema. Pellat, che ci ha fornito le misure più precise di queste forze elettromotrici di contatto, servendosi del solito artificio di variare la capacità dei due conduttori eterogenei, quando si tratta di affermare che veramente il contatto è sede di quella forza, è preoccupato dell'influenza che può avere sul fenomeno il mezzo atmosferico in cui le esperienze sono fatte. Egli si esprime così:

« Due metalli differenti, riuniti metallicamente, sono ricoperti, nello stato di equilibrio, da strati elettrici a potenziali, ineguali . . . È estremamente probabile che la differenza di potenziale osservata tra gli strati elettrici che ricoprono

« i due metalli, rappresenti anche la differenza di potenziale che esiste tra quei metalli ».

È estremamente probabile, cioè non assolutamente certo, e l'osservazione di cariche elettriche alla superficie dei metalli potrebbe avere altra spiegazione all'infuori di quella della forza elettromotrice di contatto.

Accennerò soltanto all'ipotesi di un altro fisico, del Lodge, il quale introduce il concetto la tendenza chimica, teoria, secondo il quale una sostanza, immersa in un mezzo qualunque *tende* ad esercitare sopra di esso un'azione chimica (a meno che essa ne sia effettivamente attaccata); questa *tendenza* porta è immersa; ad un potenziale differente dal mezzo in cui essa la sostanza nel caso ordinario questo elemento attivo sarebbe l'ossigeno.

Questa ipotesi di Lodge non è accettata generalmente, ma in ogni modo essa fa vedere che, sull'interpretazione del fenomeno di Volta, non esiste ancora grande accordo.

Per le ricerche che esporrò in seguito mi occorre ricordare i lavori di Exner. La teoria di questo fisico si basa esclusivamente sull'ammettere che i metalli si ricoprono, se immersi nell'aria, di strati sottilissimi di ossidi. Questi strati sarebbero, per il fatto stesso della loro formazione, elettrizzati, e manterrebbero le loro cariche permanentemente perchè isolanti. Tutti i fenomeni che si osservano e che sono spiegati dalla teoria del contatto sarebbero semplici effetti di induzione elettrostatica dovuta ai detti strati.

Numerose critiche sono state fatte a tale asserto; ciò non pertanto si debbono ad Exner delle esperienze, che rettamente interpretate, oltre ad appoggiare la teoria del contatto, fanno vedere che il suolo si debba ritenere come un corpo della serie di Volta. Una di esse, diversamente condotta si ritroverà nelle pagine seguenti.

Mi propongo infatti di esporre alcune esperienze che illustrano la teoria del contatto e che si basano principalmente sull'estensione del principio di Volta di cui ho tenuto parola sin qui.

Consideriamo due dischi, uno di rame e l'altro di zinco. Poniamoli in comunicazione col suolo e successivamente iso-

evità ;
ativa-
ndica-

abba-
ati al
ò che

gono
iguali
ente-
ei di-

re ri-
edere

mediante le seguenti esperienze alla detta verifica.

In esse adopero un elettrometro di Hankel modificato. La foglia d'oro è sostituita da un sottilissimo filo di quarzo argentato. Con ciò si hanno vari vantaggi: *a)* l'istrumento ha una capacità elettrica assolutamente trascurabile; *b)* col microscopio si punta meglio il filo di quarzo che non la foglia d'oro; *c)* si può avere una maggiore stabilità nel punto zero, e nello stesso tempo una maggiore sensibilità.

solati, uno di ottone dorato e l'altro di zinco, sono spianati e puliti al tornio, di modo che, quando sono posti alla distanza di pochi millimetri, e si avvicinano a vite possono avvicinarsi fino a 50 millimetri circa, senza che avvenga scarica. Il filo di ottone in comunicazione col suolo e col elettrometro che è caricato da 50 millimetri, e la comunicazione dello zinco col suolo, produce una deviazione se non esistono cause che impediscano avvicinando lentamente, per mezzo del microscopio, si osserva una piccola deviazione durante il movimento dei due fili. Quando la distanza di 50 mm. di distanza, il filo di quarzo

Nella determinazione dell'intensità della corrente che fornisce questo apparecchio, non ho tenuto conto della resistenza del galvanometro; anzi ho detto che è bene che questa sia ad alta resistenza. Ciò perchè restano così aumentati gli ampère-giri e realmente non è a temere che questa resistenza possa ancor diminuire l'intensità della corrente che si studia.

Ho costruito un altro apparecchio, che è solo un'ampliazione del precedente. La fig. 2 ne riproduce il disegno.

In questo apparecchio la corrente viene raccolta nelle armature fisse e successivamente raddrizzata da un commutatore portato dall'asse girante delle mobili.

Queste sono costituite da una serie di dieci dischi, ciascuno dei quali è per metà di zinco e per metà di rame; nella posizione segnata in figura, tutti gli zinchi sono in alto ed i rami



Fig. 2.

in basso. Le armature fisse sono portate da due colonnine isolate, e costituiscono pettini formati ciascuno da undici pezzi di dischi di zinco o di rame comunicanti tra loro. Questi due pettini, quando sono entrambi messi in posto, lasciano liberamente girare la serie di dischi mobili senza che avvenga alcun contatto.

I pettini portano una spazzola ciascuno, che appoggia sopra un anello metallico dell'asse girevole, montato su entrambi

meno della esistenza di una differenza di potenziale tra i due metalli. Consideriamo il primo di questi due apparecchi. L'espressione che ci dà l'intensità della corrente fornita, ha a denominatore il valore della distanza che intercede fra le armature fisse e le mobili. Volendo dunque aumentare quella intensità, basta diminuire quella distanza. Se tale distanza fosse ad esempio di $\frac{1}{100}$ di mm. quell'intensità sarebbe 100 volte maggiore.

In ogni caso la corrente ottenuta è una trasformazione del lavoro occorso per vincere le azioni inutue delle cariche elettriche esistenti sulle varie parti dell'istrumento.

3. Poichè secondo l'enunciato di Volta, metalli eterogenei posti in comunicazione metallica sono a potenziali elettrici differenti, essi debbono, se convenientemente disposti, attirarsi.

Sperimentalmente quest'attrazione non era stata ancora verificata. Anzi, Lord Kelvin, in un suo recente lavoro è d'avviso che sarebbe estremamente difficile se non del tutto impossibile, di mostrare per mezzo di esperimento, l'attrazione di due dischi metallici eterogenei. Realmente, rimanendo nel caso di due dischi piani e paralleli nell'aria, non si arriva a scorgere nessun fenomeno attrattivo. Ma usando speciali accorgimenti si può nettamente constatare l'attrazione di pezzi metallici.

Consideriamo due corpi metallici eterogenei; come abbiamo veduto, dopo essere stati riuniti metallicamente, o dopo essere stati scaricati al suolo, essi sono a potenziali differenti. Gli strati elettrici che ricoprono i due metalli esercitano tra loro una forza in generale attrattiva. La forza newtoniana che, contemporaneamente, agisce tra le due masse metalliche, sarà generalmente diversa dalla forza elettrica. Nei casi di cui mi occuperò, la forza newtoniana, agendo tra piccole masse poste in vicinanza, è di un ordine di grandezza molto inferiore alla forza elettrica.

La disposizione sperimentale che mi ha dato i migliori risultati è la seguente. Un filo di quarzo dello spessore di $\frac{1}{100}$ di mm. od anche meno e di 10 cm. di lunghezza, è argentato

Si ha dunque :

$$A = \frac{16 \cdot \pi \cdot 0,015^3 \cdot 0,032}{27 \cdot 0,003^3 \cdot 10} = 0,22 \text{ mmq.}$$

Il caso ideale delle due aree di argento e di zinco, si potrebbe realizzare, servendoci di un dischetto d'argento fissato alla estremità inferiore del filo, ed avente una superficie di solo 2 decimi circa di mmq. A questo disco ne dovrebbe star di fronte un altro di zinco dello stesso diametro. La piccolezza delle aree di questi dischi rende verosimile l'ipotesi che sieno aree dello stesso ordine di grandezza, quelle che mutuamente si attirano nell'esperienza descritta.

Giacchè l'esperienza ha dimostrato che metalli eterogenei si attirano, potrebbe sorgere l'idea che metalli omogenei, che sono quindi carichi allo stesso potenziale, debbano respingersi. Ora se si sostituisce nell'esperienza precedente alla lastrina di zinco una di argento, non solo non si osserva attrazione alcuna, ma nemmeno alcuna sensibile ripulsione. Ciò si può spiegare nel modo seguente: Mentre le quantità di elettricità esistenti sopra i due elementi vicini dei due metalli eterogenei, nel caso dell'attrazione, sono enormi in confronto di quelle che possederebbero se fossero scostati, nel caso dei due metalli eguali non si ha accrescimento nella distribuzione elettrica, anzi tendenza ad annullarsi dei valori delle due densità elettriche superficiali; è quindi nessuna sensibile reciproca azione.

Anche con bilance di torsione ho potuto constatare l'attrazione di metalli eterogenei. La difficoltà, in cui s'incorre in simile esperienza, proviene dalla resistenza che incontra un

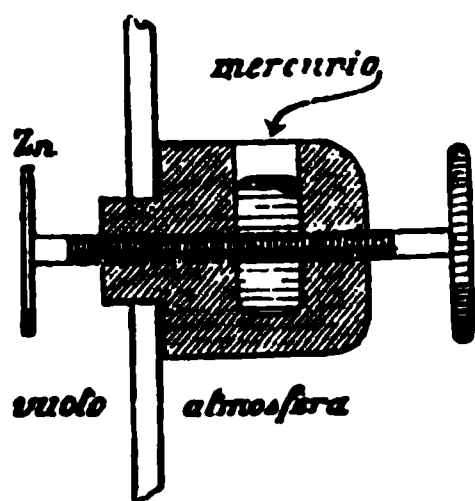


Fig. 6.

disco ad avvicinarsi all'altro nello scacciare lo strato d'aria esistente tra i due. Dovetti dunque ricorrere ad esperienze eseguite nel vuoto. Dentro una cassetta di vetro è sospeso un piccolo braccio portante ai suoi estremi due dischetti verticali di ottone dorato del diametro di due centimetri; uno di questi non ha che lo scopo di

**SULL'IMPIEGO DEI CONDENSATORI NELLE TRASMISSIONI DI ENERGIA ELETTRICA
A CORRENTI ALTERNATE, E LORO COSTRUZIONE INDUSTRIALE.**

del Prof. LUIGI LOMBARDI.

(Dalla Memoria premiata dal R. Istituto Lombardo di Scienze e Lettere
nel concorso al Premio Kramer 1897).

L'impiego dei condensatori nelle trasmissioni di energia elettrica mediante correnti alternate, è tra i più interessanti problemi di elettrotecnica, e ciò soprattutto perchè un impiego razionale di condensatori permetterebbe in molti casi di trasmissione dell'energia a grandi distanze di realizzare notevoli economie nell'impianto della linea e nell'utilizzazione delle macchine. Fin'ora una tale applicazione sistematica non si fece, eccetto che in alcuni casi particolari, il più comune dei quali è quello di realizzare in circuiti locali piccole correnti di fase spostata, generalmente allo scopo di mettere in marcia motori asincroni.

L'A. quindi tratta sistematicamente la questione e per ciò discute da prima i più importanti fenomeni dovuti alla presenza di una capacità elettrostatica in un circuito di corrente alternata, e di poi tratta della costruzione industriale dei condensatori, in base ad esperienze originali ed ai criteri più generalmente adottati.

Parte I.

**Teoria dei circuiti di corrente alternata
contenenti capacità elettrostatica.**

**I. Capacità localizzata in una sezione del circuito
contenente resistenza e selfinduzione.**

1. *Si supponga data la f. e. m. sinusoidale nel circuito.* — Sia C la capacità del condensatore inserito nel circuito la cui resistenza ohmica totale è R e la selfinduzione L ; con p si in-

dichi la differenza di potenziale fra le armature, con e la f. e. m. agente nel circuito in un istante qualunque t in cui la corrente ha l'intensità i . Sia

$$e = E \cos mt$$

la legge sinusoidale secondo cui la f. e. m. varia in funzione del tempo.

Dalle equazioni del circuito si ricava per i valori di p ed i :

$$p = \frac{E}{\sqrt{(1-m^2 LC)^2 + (m RC)^2}} \cos \left(mt - \arctg \frac{m RC}{1-m^2 LC} \right);$$

$$i = \frac{m CE}{\sqrt{(1-m^2 LC)^2 + (m RC)^2}} \cos \left(mt + 90^\circ - \arctg \frac{m RC}{1-m^2 LC} \right).$$

Il rapporto tra i valori efficaci della differenza di potenziale sulle armature del condensatore e della f. e. m. è:

$$\frac{P}{E} = \frac{1}{\sqrt{(1-m^2 LC)^2 + (m RC)^2}}.$$

Se R è molto piccolo, si può ritenere per questo rapporto il valore $\frac{1}{1-m^2 LC}$ il quale può diventar grandissimo quando $m^2 LC$ differisce poco dall'unità.

Se $m^2 LC = 1$ si ha:

$$p = \frac{E}{m RC} \cos (mt - 90^\circ)$$

$$i = \frac{E}{R} \cos (mt).$$

Si suol dire in questo caso che l'azione della capacità neutralizza quella della selfinduzione, perchè la corrente ha in ogni istante la stessa intensità che la f. e. m. darebbe in un circuito di sola resistenza ohmica R . Questa condizione si denomina anche di « risonanza » e non è realizzabile eccettochè per una f. e. m. variabile con legge semplice sinusoidale.

2. *È data la differenza di potenziale fra due punti del circuito.* — Esistono in questo caso relazioni analoghe alle precedenti. Se R_1 ed L_1 rappresentano la resistenza e selfindu-

zione della porzione esterna del circuito, in cui è inserito il condensatore e se

$$p' = P' \cos mt$$

è la differenza di potenziale data, variabile con legge sinusoidale, il rapporto delle differenze efficaci di potenziale è:

$$\frac{P}{P'} = \frac{1}{\sqrt{(1 - m^2 L_1 C)^2 + (m R_1 C)^2}}.$$

Questo rapporto è massimo, quando la capacità del condensatore è:

$$C_* = \frac{L_1}{m^2 L_1^2 + R_1^2}.$$

Se varia solamente la frequenza della differenza di potenziale alternativa, lo stesso rapporto diventa massimo per la frequenza che corrisponde alla condizione di risonanza.

La verifica sperimentale di queste deduzioni teoriche è stata eseguita dall'A. in una serie sistematica di misure; le esperienze risultarono in accordo perfetto coi risultati analitici.

3. *La selfinduzione è realizzata mediante ferro.* — Si deve ammettere in questo caso, per spiegare i fenomeni di isteresi magnetica, che la polarizzazione dei pezzi di ferro non avvenga istantaneamente, ma tenga dietro all'azione della forza magnetizzante con un determinato ritardo di tempo.

Il calcolo si può eseguire assegnando alla f. e. m. di selfinduzione una fase ritardata dell'angolo corrispondente.

Se t' rappresenta il ritardo di tempo della magnetizzazione, e si pone $2\pi n t' = \nu$ si ha:

$$\frac{P}{P'} = \frac{1}{\sqrt{(1 - m^2 L_1 C \cos \nu)^2 + (m R_1 C + m^2 L_1 C \sin \nu)^2}}.$$

Se R_1 è molto piccolo, l'espressione diventa:

$$\frac{P}{P'} = \frac{1}{\sqrt{1 - 2 m^2 L_1 C \cos \nu + (m^2 L_1 C)^2}}$$

la quale ha un massimo per $m^2 L_1 C = \cos \nu$.

L'isteresi magnetica limita dunque la possibilità di elevare indefinitamente la tensione ai morsetti del condensatore mediante una combinazione di selfinduzione e capacità, quando la prima è realizzata mediante un materiale imperfettamente polarizzabile.

4. *La f. e. m. agente nel circuito non è sinusoidale.* — Rappresentando una qualunque delle grandezze alternative mediante una somma di termini sinusoidali, ogni altra grandezza si potrà considerare a sua volta come la sovrapposizione di altrettante grandezze sinusoidali, le cui ampiezze e fasi sono legate a quelle della grandezza fondamentale da relazioni analoghe a quelle già trovate nel caso più semplice.

Così se :

$$e = E_1 \cos (m_1 t + \alpha_1) + E_2 (\cos m_2 t + \alpha_2) + \dots$$

sarà

$$p = \frac{E_1}{\sqrt{(1 - m_1^2 LC)^2 + (m_1 RC)^2}} \cos (m_1 t + \alpha_1 - \delta_1) + \\ + \frac{E_2}{\sqrt{(1 - m_2^2 LC)^2 + (m_2 RC)^2}} \cos m_2 t + \alpha_2 - \delta_2) + \dots$$

ed

$$i = \frac{E_1 C m_1}{\sqrt{(1 - m_1^2 LC)^2 + (m_1 RC)^2}} \cos \left(m_1 t + \alpha_1 - \delta_1 + \frac{\pi}{2} \right) + \\ + \frac{E_2 C m_2}{\sqrt{(1 - m_2^2 LC)^2 + (m_2 RC)^2}} \cos \left(m_2 t + \alpha_2 - \delta_2 + \frac{\pi}{2} \right) + \dots$$

La condizione di perfetta risonanza, per cui $t = \frac{e}{R}$, si avrà solo quando :

$$1 = m_1^2 LC = m_2^2 LC = \dots$$

cioè le sinusoidi devono avere la stessa frequenza.

La differenza efficace di potenziale alle armature del condensatore sarà :

$$P = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{E_1^2}{(1 - m_1^2 LC)^2 + (m_1 RC)^2} + \frac{E_2^2}{(1 - m_2^2 LC)^2 + (m_2 RC)^2} + \dots}$$

I risultati si possono applicare al caso in cui si vogliano eseguire misure assolute di capacità elettrostatica mediante correnti alternate generate da una macchina la cui f. e. m. differisca naturalmente poco da una forma semplice sinusoidale. Le misure in generale non si possono eseguire senza tener conto della divergenza della forma della corrente alternata dalla sinusoidale, ed esse non possono offrire grande sicurezza se non quando tale divergenza è molto esigua.

5. *Il dielettrico presenta una certa conduttività ed isteresi elettrostatica.* — Nei casi pratici le armature del condensatore sono sempre separate da un mezzo che non ha proprietà di isolante e di dielettrico perfetto, e sebbene in molti casi le divergenze non si pronuncino così sentitamente da modificare in modo sensibile i risultati già trovati, tuttavia può interessare nel caso più generale di tenerne conto con espressioni più complete.

Se $p = P \cos(mt)$ è la differenza di potenziale sinusoidale fra le armature, e W la resistenza d'isolamento, si ha :

$$i = P \sqrt{\frac{1}{W^2} + m^2 C^2} \cos(mt + \arctg m CW).$$

La conduttività del mezzo ha dunque per effetto di aumentare l'intensità efficace della corrente e diminuirne la differenza di fase rispetto alla differenza di potenziale tra le armature. Nell'interno del condensatore si consuma una quantità d'energia elettrica $\frac{P^2}{W}$. Se il mezzo è anche un dielettrico imperfetto, la fase della carica viene ritardata rispetto a quella del potenziale di un certo tempo t' a cui corrisponde un certo angolo $2\pi nt' = mt'$; viene quindi ancora modificata l'intensità efficace e la fase della corrente.

L'energia dissipata fra le armature è

$$P^2 \left(\frac{1}{W} + m C \sin mt' \right).$$

Per tal modo dalla misura di questa energia si può dedurre la grandezza di quel ritardo di polarizzazione.

6. *Nel circuito sono inseriti in serie parecchi sistemi resistenza e selfinduzione, intercalati con condensatori di determinata capacità.* — Le formule e i risultati sono gli stessi che se si avesse un circuito dove sono inseriti in serie una resistenza ohmica uguale alla somma di tutte le resistenze, una selfinduzione uguale alla somma delle selfinduzioni, ed una capacità uguale a quella di tutti i condensatori in serie.

7. *La distribuzione del potenziale e della corrente non è giunta ancora a regime.* — Ciò avviene, p. es., nei primi istanti all'inserzione di un circuito contenente un condensatore; è interessante vedere in questo caso se la capacità o la selfinduzione non diano per avventura luogo a sopraelevazioni pericolose di tensione.

Se si suppone che la f. e. m. del circuito abbia una forma sinusoidale $e = E \sin mt$ e che $4L > R^2C$, nel qual caso anche la semplice carica o scarica del condensatore sarebbe oscillante, si trova :

$$i = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{mC} - mL\right)^2}} \sin \left[mt + \arctg \left(\frac{1}{mCR} - \frac{mL}{R} \right) \right] +$$

$$+ A e^{-\frac{R}{2L}t} \sin \left[\frac{\sqrt{4LC - R^2C^2}}{2LC} t + \phi \right]$$

dove A e ϕ sono due costanti d'integrazione.

Per le applicazioni pratiche basta osservare che si ha una sopraelevazione momentanea di tensione, la quale però non oltrepassa i limiti che il condensatore può sopportare con sicurezza.

II. Circuito lungo il quale la capacità è distribuita con continuità

8. Se il conduttore non presenta selfinduzione apprezzabile, e il mezzo che lo circonda è perfettamente isolante, il problema è analogo a quello della propagazione del calore nelle aste che non hanno conduttività esterna.

La trattazione {si potrà fare con metodi analoghi a quelli con cui si discutono i problemi del movimento del calore e delle vibrazioni elastiche.

a) CIRCUITO CONTENENTE SOLO RESISTENZA E CAPACITÀ.

9. Se si indicano con r e c la resistenza e la capacità del conduttore per unità di lunghezza, e se x rappresenta l'ascissa contata lungo l'asse di esso, di cui a è la lunghezza totale, se l'ultimo capo del conduttore è a terra ed al primo capo si mantiene un potenziale variabile con legge sinusoidale, in modo che sia :

$$(p)_0 = P_0 \cos mt; \quad (p)_a = 0,$$

si trova per una sezione qualunque la differenza efficace di potenziale espressa da :

$$P = P_0 \sqrt{\frac{e^{2\lambda(a-x)} + e^{-2\lambda(a-x)} - 2\cos 2\lambda(a-x)}{e^{2\lambda a} + e^{-2\lambda a} - 2\cos 2\lambda a}}$$

e l'intensità efficace di corrente da :

$$I = P_0 \sqrt{\frac{2\pi n c}{r}} \sqrt{\frac{e^{2\lambda(a-x)} + e^{-2\lambda(a-x)} - 2\cos 2\lambda(a-x)}{e^{2\lambda a} + e^{-2\lambda a} - 2\cos 2\lambda a}}.$$

Differenza di potenziale e intensità di corrente in una sezione qualunque presentano tra loro una differenza di fase di $\frac{\pi}{4}$. Se il conduttore ha lunghezza notevole, così che si possa ritenere con approssimazione $e^{-2\lambda a} = 0$, le formule che in tal caso danno i valori di p ed i , dimostrano che il potenziale e l'intensità di corrente subiscono in ogni sezione una variazione alternante con ampiezza e fase diversa. La propagazione lungo il conduttore si fa per onde aventi velocità tanto maggiore quanto più grande è la frequenza. Il fatto ha importanza grande nelle trasmissioni telefoniche, perchè per esso si altera la forma delle correnti trasmesse.

10. L'A. ha confermato sperimentalmente le deduzioni teoriche, adoperando due cavi artificiali: il 1° composto di 300 lampade ad incandescenza in serie, aventi in complesso una

In generale se la capacità non è grande, (basta per ciò che sia piccola la resistenza rispetto alla selfinduzione) la fase del potenziale nelle diverse sezioni del conduttore varia pochissimo, e la differenza efficace di potenziale nell'ultima sezione è espressa in funzione di quella iniziale da :

$$P_x = \frac{P_0}{\cos \mu a}.$$

La differenza di potenziale all'estremo di un conduttore aperto avente selfinduzione e capacità è dunque sempre maggiore di quella iniziale ; se la resistenza è molto piccola la sopraelevazione di tensione può diventare grandissima.

Uno studio sistematico sperimentale fu eseguito mediante un cavo artificiale costituito da 10 spirali di grosso filo di rame, aventi una resistenza di circa 2 ohm e un coefficiente di selfinduzione di circa 0,075 henry ciascuna, e da altrettanti condensatori a carta paraffinata aventi una capacità di circa 1 microfarad.

13. *Caso di una piccola capacità.* — Se il conduttore è costituito da un semplice filo teso nell'aria a una certa altezza sul suolo, è :

$$P_x = P_0 \left[1 + \frac{m^2 LC}{2} \left(2 \frac{x}{a} - \frac{x^2}{a^2} \right) \right];$$

$$I_x = P_0 m C \left(1 - \frac{x}{a} \right) \left[1 + \frac{1}{2} m^2 LC - \frac{1}{6} m^2 LC \left(1 - \frac{x}{a} \right)^2 \right],$$

e se $m^2 LC$ può trascurarsi di fronte all'unità è :

$$I_x = P_0 m C \left(1 - \frac{x}{a} \right).$$

In questo caso l'energia dissipata per effetto di Joule nella resistenza della linea, è semplicemente :

$$W = \frac{1}{3} R P_0^2 m^2 C^2.$$

14. *Conduttività del mezzo ambiente.* — È utile considerare il caso di un conduttore aperto, dove resistenza, selfinduzione e capacità sono uniformemente distribuite, ma dove

Il potenziale, in una sezione qualunque di ascissa x al tempo t , risulta dalla sovrapposizione di tante grandezze variabili con legge oscillante, in forma di onde, la cui durata è rispettivamente rappresentata da:

$$T_1 = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{\pi^2}{4LC} - \frac{R^2}{4L^2}}}, \quad T_2 = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{9\pi^2}{4LC} - \frac{R^2}{4L^2}}}, \dots$$

e cioè reale se $\frac{\pi^2 L}{C} > R^2$. Se la resistenza è piccola di fronte alla selfinduzione, si potrà ritenere:

$$T_1 = 4\sqrt{LC}, \quad T_2 = \frac{4}{3}\sqrt{LC}, \quad T_3 = \frac{4}{5}\sqrt{LC}, \dots;$$

cresceranno cioè le frequenze come i numeri dispari consecutivi.

All'estremo del cavo, quando la resistenza è molto piccola di fronte alla selfinduzione, è:

$$p_a = P_0 \left(1 + e^{-R\sqrt{\frac{C}{L}}} \right).$$

Il potenziale subisce cioè al secondo capo del cavo oscillazioni tali che il valore massimo da esso raggiungibile, è doppio del valore di regime.

III. Sistema di circuiti in parallelo.

17. In un sistema complesso di circuiti cogli estremi collegati comunque ognuno di essi può essere considerato in quanto contiene una determinata resistenza e selfinduzione, ed una capacità localizzata in un'unica sezione od uniformemente ripartita lungo il conduttore.

La distribuzione del potenziale e della corrente in ciascun ramo può dunque determinarsi in funzione della tensione agli estremi corrispondenti.

Le formule complete nei casi più generali sono complicatissime; in casi speciali però esse possono semplificarsi notevolmente, e sono i casi che occorre anche più sovente di considerare.

dove

$$I_2 = \frac{P}{mL_2} \text{ ed } \alpha = \arctg \frac{R_2}{mL_2 \cos mt_2'}.$$

Nel circuito 3 sarà piccola la selfinduzione e la resistenza ohmica, ed il ritardo di polarizzazione dielettrica sarà esiguo, onde:

$$i_2 = I_2 \sin (mt + 90^\circ - mt_2' - \beta)$$

dove

$$I_2 = mCP \text{ e } \beta = \arctg \frac{mCR_2}{1 - m^2 L_2 C \cos mt_2'}.$$

L'intensità efficace della corrente risultante si esprime in funzione di quelle delle correnti derivate:

$$I_1^2 = I_2^2 + I_3^2 - 2 I_2 I_3 \cos (mt_2' + mt_3' + \alpha + \beta + \gamma)$$

dove $\gamma = \arctg \frac{1}{mCW}$ e W è la resistenza del coibente tra le armature del condensatore.

19. Una combinazione di due circuiti paralleli della forma descritta, alimentati con una differenza di potenziale alternativa sinusoidale, può utilmente adottarsi per misure dell'energia dissipata nei dielettrici o in materiali magnetici, col metodo dei tre elettrodinamometri.

20. *Circuiti per corrente di intensità efficace costante.* — In casi particolari può interessare di combinare parallelamente sistemi di circuiti o conduttori contenenti selfinduzione e capacità, per realizzare in uno di essi la costanza di uno degli elementi elettrici al variare degli altri. Parecchie disposizioni sono state ideate per conseguire in un tratto di circuito una intensità di corrente alternata efficace costante. Una delle più semplici ed ingegnose è stata recentemente proposta da Boucherot, ed è schematicamente rappresentata dalla figura di un quadrilatero di Wheatstone, di cui due lati opposti contengono due condensatori, e gli altri due spirali di selfinduzione. Se in una delle diagonali si lascia agire una f. e. m. alternativa tale che ai vertici opposti del parallelogramma si abbia una differenza di potenziale efficace costante, nella diagona-

L'A. servendosi di un apparecchio di induzione Ruhmkorff grande modello, dove il rapporto di trasformazione a vuoto era 275, ed inserendo nel secondario condensatori a lamine di vetro della capacità di 0,0118, 0,0236, 0,047 microfarad, trovò i rapporti di trasformazione

$$472 \quad 390 \quad 165$$

essendo

$$n = 52 \quad L_1 = 0,048^H \quad R_1 = 0,25^{\Omega} \quad R_2 = 40000^{\Omega}.$$

Per contro molte serie sistematiche di misure eseguite con buoni trasformatori Ganz a circuito magnetico chiuso, dove la dispersione magnetica è certamente molto esigua, diedero rapporti di trasformazione del tutto costanti al variare la grandezza delle tensioni e la capacità nel secondario, e perfettamente concordanti col rapporto dei numeri di spire.

23. *Due circuiti qualunque aventi induzione mutua e contenenti capacità.* — Se si suppone nel primario una f. e. m. sinusoidale $e = E \sin mt$, le due intensità di corrente hanno per espressione :

$$i_1 = \frac{Em \sqrt{R_2^2 + \left(\frac{1}{mC_2} - mL_2\right)^2}}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \sin \left[mt + \arctg \frac{\beta}{\alpha} - \arctg \left(\frac{1}{mC_2 R_2} - \frac{mL_2}{R_2} \right) \right]$$

$$i_2 = \frac{m^3 ME}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \sin \left(mt - 90^\circ + \arctg \frac{\beta}{\alpha} \right);$$

dove α e β sono costanti caratterizzate dalla frequenza e dagli elementi dei due circuiti. Il rapporto fra le due intensità efficaci di corrente è:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{mM}{\sqrt{R_2^2 + \left(\frac{1}{mC_2} - mL_2\right)^2}},$$

la differenza di fase tra di esse è :

$$-90^\circ + \arctg \left(\frac{1}{mC_2 R_2} - \frac{mL_2}{R_2} \right).$$

tesi suddette l'intensità efficace della corrente in un punto qualunque d'ascissa x , è data da :

$$\frac{P_1 N_1}{m L_1 N_1} \frac{1}{R_1 + R \frac{L_1}{L_2}} \sqrt{(m L_1 + R_1 \sin m t')^2 + R_1^2 \left[L_2 C m^2 \left(1 - \frac{x}{a} \right) - \cos m t' \right]^2}.$$

Parte II.

Costruzione industriale dei condensatori.

L'economia dei condensatori nelle trasmissioni di energia elettrica con correnti alternate è essenzialmente subordinata alla possibilità di realizzare capacità elettrostatiche notevoli in condizioni da potere sopportare tensioni elevate senza notevole consumo di energia. Perciò in uno studio sulla costruzione industriale dei condensatori la questione più importante è l'esame dei diversi dielettrici in relazione alla massima forza elettrostatica a cui essi possono venire assoggettati, ed alla dissipazione di energia che in essi ha luogo per la loro parziale conduttività e per la polarizzabilità imperfetta.

Nelle note seguenti sono riassunti i risultati delle ricerche sistematiche che l'A. ha condotte in massima parte nel laboratorio di fisica del Politecnico Federale di Zurigo, a riguardo delle questioni predette.

I. Limite della forza elettrostatica nei dielettrici.

26. *Metodi ed apparecchi di misura.* — Il limite della forza elettrostatica che un dielettrico può sopportare senza lasciarsi attraversare da una scarica disruptiva è essenzialmente diverso nei diversi dielettrici, e per ciascuno varia in modo non semplice collo spessore della sostanza, con la forma e lo stato superficiale degli elettrodi e colla durata dell'azione a cui esso viene assoggettato. Non essendo facile realizzare mediante apparecchi ordinari da laboratorio elevate differenze di potenziale continue completamente costanti, e d'altra parte interessando nelle presenti ricerche unicamente la questione delle applicazioni di condensatori nelle reti di corrente alternativa, l'A. si

di 1, 2, 3, 4 mm. ; sono riportati anche i rapporti $P : P_a$ di queste tensioni a quelle che corrispondono alle stesse distanze degli elettrodi nell'aria.

| DIELETTRICO | S = 1 mm. | | S = 2 mm. | | S = 3 mm. | | S = 4 mm. | |
|----------------------|-----------|------------------|-----------|------------------|-----------|------------------|-----------|------------------|
| | P | P:P _a | P | P:P _a | P | P:P _a | P | P:P _a |
| Aria | 3300 | 1,00 | 5800 | 1,00 | 7700 | 1,00 | 9300 | 1,00 |
| Olio di lino e petr. | 12000 | 3,63 | 21000 | 3,62 | 27500 | 3,57 | 32600 | 3,47 |
| Fibra nera . . . | 1200 | 0,36 | 2200 | 0,38 | 3000 | 0,39 | 3700 | 0,39 |
| Fibra rossa . . . | 1800 | 0,54 | 3400 | 0,58 | 4500 | 0,58 | 5400 | 0,57 |
| Stearina | 3300 | 1,00 | 5800 | 1,00 | 7700 | 1,00 | 9300 | 1,00 |
| Solfo. | 4200 | 1,27 | 7600 | 1,31 | 10700 | 1,32 | 12200 | 1,29 |
| Carta pergamena | 6050 | 1,83 | 10400 | 1,79 | — | — | — | — |
| Guttaperca . . . | 12600 | 3,82 | 21900 | 3,77 | 29000 | 3,77 | 34800 | 3,72 |
| Paraffina Colofonio | 16000 | 4,85 | 28000 | 4,82 | 37300 | 4,84 | 45000 | 4,81 |
| Cera bianca . . . | 20600 | 6,24 | 35200 | 6,06 | 46000 | 5,98 | | |
| Vetro ordinario . | 27600 | 8,36 | 43000 | 7,41 | | | | |
| Ebauite. | 36000 | 10,90 | | | | | | |
| Mica. | 40000 | 12,10 | | | | | | |

29. *Tensioni disruptive* *pei dielettrici solidi isolati nell'olio.* — Le condizioni del paragrafo precedente non sono quelle che più frequentemente si riscontrano nella pratica. Infatti nei condensatori ordinari la maggior parte del coibente è assoggettato tra lamine piane che costituiscono le armature ad un'azione uniforme e qui non si producono quasi mai scariche disruptive eccetto che una soluzione di continuità esista nella lamina. Per riprodurre nel miglior modo possibile tali condizioni l'A. ha immerso gli elettrodi e il dielettrico frapposto in un bagno d'olio di lino, il quale presenta una certa conduttività elettrica ed esercita perciò una parziale azione ugualizzatrice della distribuzione superficiale del potenziale.

Un condensatore costituito con lamine omogenee dello spessore di 1 mm., convenientemente compresse per espellerne tutta l'aria, e protetto mediante verniciatura esterna della stessa sostanza contro l'accesso dell'umidità, sopporterebbe con sicurezza una tensione di parecchie migliaia di volt.

R. FEDERICO.

SULLE MODIFICAZIONI CHE LA LUCE SUBISCE ATTRAVERSANDO

ALCUNI VAPORI METALLICI IN UN CAMPO MAGNETICO.

Nota del Prof. D. MACALUSO e del Dott. O. M. CORBINO ¹⁾.

In una nota precedente ²⁾ gli Autori hanno dimostrato che se ad un fascio di luce polarizzata rettilineamente si fanno attraversare, nella direzione delle linee di forza di un campo magnetico, dei vapori incandescenti di sodio o di litio che in questo si trovano, il piano di polarizzazione delle radiazioni, le cui lunghezze d'onda sono immediatamente vicine a quelle corrispondenti alle righe di assorbimento, subisce una rotazione tanto maggiore quanto più piccola è la distanza sullo spettro tra i posti occupati da quelle radiazioni ed i bordi di ciascuna delle due righe in parola.

Nel 1°obbio che la vibrazione rettilinea primitiva oltre al cambiar direzione, avesse potuto anche subire una deformazione (trasformazione della retta in ellissi) furono istituite le seguenti esperienze.

Gli spigoli del doppio cuneo di quarzo di un compensatore Babinet erano disposti normali alle linee verticali del reticolo ed a 45° dalle sezioni principali dei nicol che erano paralleli tra loro.

Si regolava dapprima l'oculare e la lente cilindrica in modo che si vedessero nettamente nel campo luminoso le righe di Fraunhofer e due grossi rigoni orizzontali oscuri. Ciascuno di questi corrispondeva, a quella parte del fascio luminoso che aveva attraversato il doppio cuneo in un posto tale

1) Rendiconti della R. Accademia dei Lincei, Vol. 8, 1° sem., serie 5, fasc. 1, 1899.

2) Rend. d. R. Acc. d. Lincei, vol. 7, serie 5, pag. 293.

bordo della riga centrale, che il rapporto dell'asse minore al maggiore tende rapidamente a zero e che il senso della rotazione della particella luminosa è opposto dai due lati delle righe e si inverte con l'inversione del campo. Il senso di rotazione delle particelle luminose è lo stesso di quello della corrente magnetizzante per il bordo meno refrangibile ed inverso per l'altro bordo.

Queste apparenze del resto sono conformi ai risultati che si hanno, ripetendo con una fiamma che dia larghe righe di assorbimento, quelle esperienze che il Konig ¹⁾ fece con fiamme contenenti poco sodio, in modo da avere righe sottili.

Sostituendo infatti il compensatore Babinet con una doppia mica Bravais quarto d'onda, con la linea di separazione delle due miche normale alle striature del reticolo, di ogni riga di assorbimento, la quale è senza il campo diritta e continua, la metà superiore si sposta, eccitando il campo, in un senso, e la metà inferiore di quantità uguale in senso opposto; e questo spostamento tanto nell'una che nell'altra metà avviene anche per le sfumature che accompagnano l'intera riga. Ne segue che lungo una stessa retta, parallela alla riga di assorbimento, si hanno come la doppia mica rivela, due raggi circolari inversi di diversa intensità. Questi raggi all'uscita dal vapore attivo, ricomponendosi debbono dar luogo, come si sa, ad un raggio ellittico, nel quale l'eccentricità dell'ellisse deve essere tanto più piccola quanto meno il rapporto delle intensità dei due circolari è diverso da uno; ed il movimento della particella vibrante si fa nello stesso senso che nel raggio di maggiore intensità.

Poichè dai due lati di ogni riga di assorbimento, sotto l'influenza del campo, i moti rotatori corrispondenti al circolare di maggiore intensità sono inversi, anche inversi dai due lati di ogni riga devono essere i moti ellittici risultanti sopra considerati.

Dalle surriferite esperienze e da quelle esposte nella Nota precedente si ricava:

1.° Che se un raggio di luce circolare attraversa del vapore di sodio o di litio incandescente che si trovi in un campo

1) Wied. Ann. Bd. 62, S. 240, 1897.

dall'esterno verso i bordi della banda, così anche quelli della rotazione dovrebbero essere crescenti, ciò che non è stato trovato da Cotton.

Vi sarebbe accordo solo nel caso che per i corpi da quest'ultimo studiati, in vicinanza delle bande d'assorbimento, la curva degli indici contrariamente a quanto è stato trovato per tutte le altre sostanze, non presentasse dai due lati di ciascuna banda curvature opposte.

L. MAGRI.

**SUL RIFIEGAMENTO DEI RAGGI RÖNTGEN DIETRO GLI OSTACOLI,
per R. MALAGOLI e C. BONACINI ¹⁾.**

Le apparenze di penombra, che vennero notate nelle immagini di fenditure o di reticoli, dovute ai raggi X furono interpretate in vario modo dai diversi sperimentatori. Alcuni vi scorgevano effetti di diffrazione, da attribuirsi a ondulazioni costituenti i raggi X, altri pensarono che fossero dovute ad un apparente ripiegamento di essi, altri infine affermarono che erano dovute ad una disseminazione dei nuovi raggi nell'aria o ad una criptoluminescenza di questa. Ma sino da tre anni or sono gli A. ²⁾ avevano riconosciuto che tali apparenze provenivano dall'influenza delle diffusioni dell'ambiente.

Le azioni radiografiche o criptoscopiche che si osservano nelle ombre dei corpi opachi ai raggi X possono attribuirsi a più casi che giova distinguere:

a) Causa principale e prevalente è l'estensione della sorgente che emette i raggi X (piastre anticatodica nel focus) nonché la molteplicità dei luoghi di emissione secondaria. Gli A., sperimentando col metodo tenuto dal Prof. Villari ³⁾, che interrompeva il fascio degl' X con un disco di piombo assai spesso, posto ad una certa distanza da una lastra sensibile chiusa in una scatola di cartone nero, videro che l'ampiezza e l'entità delle penombre andavano scemando man mano che

1) Rend. della R. Accad. dei Lincei, serio 5, vol. 8, Marzo 1899).

2) Nuovo Cimento, (4), t. 3, pag. 307, 1896.

3) Nuovo Cimento, (4), t. 8, pag. 57, 1898.

Che si tratti di un vero fenomeno di battimenti è dimostrato dal fatto che le frange persistono durante il moto dello specchio quando cioè sullo schermo effettivamente interferiscono raggi di diverso periodo.

Analogamente può considerarsi un fenomeno di battimenti lo spostamento degli anelli di Newton al variare della distanza delle due superfici tra cui essi si producono, e quello delle frange che si osserva in alcuni refrattometri.

L'esperienza più semplice che realizza il fenomeno dei battimenti luminosi in modo analogo a quello dei battimenti sonori è quella notissima per cui, esaminando con un nicol la luce emergente da un altro nicol lentamente girante si osservano delle intermissioni di luce e di oscurità. Infatti la luce emergente da un nicol girante è cinematicamente equivalente alla sovrapposizione di due fasci di luce circolare capaci di interferire e di diverso numero di vibrazioni. Il nicol analizzatore lascia passare due componenti rettilinee, che sono anch'esse di diverso periodo e che producono il fenomeno dei battimenti.

L'interposizione di un nicol sul tragitto di un fascio di luce a piano di polarizzazione rotante produce al di là il fenomeno dei battimenti.

Risulta allora evidente la risposta a un quesito postosi dal Prof. Righi se cioè sia possibile produrre il fenomeno dei battimenti ricorrendo alle alterazioni di periodo causate da un campo magnetico su una sorgente che si trovi in esso.

Infatti, secondo l'interpretazione del Cornu, il campo trasforma ciascuna delle due vibrazioni ortogonali indipendenti da cui era costituita la luce primitiva in una vibrazione continua girante, e le due vibrazioni, durante la rotazione, si mantengono a 90° l'una dall'altra. Se di quelle componenti ne esistesse una sola, cioè se la luce emessa dalla sorgente fuori del campo fosse già polarizzata in un piano determinato, per il semplice impiego di un nicol si otterrebbero i battimenti luminosi che potrebbero far constatare le più lievi tracce dell'effetto Zeemann; ma finchè la sorgente senza il campo manda luce naturale, il fenomeno dei battimenti sarà inosservabile, poichè alla primitiva componente rotante si sovrappone sempre l'altra che si mantiene a 90° dalla prima. Si ritrova così

la condizione cui per via analitica giunge il Righi, che cioè perchè si possano avere battimenti o frange in moto è necessario che la luce emessa dalla sorgente fuori del campo non sia luce naturale.

Questa condizione è praticamente irrealizzabile; osservando però la luce emessa dalla sorgente in direzione perpendicolare alle linee di forza, la primitiva riga spettrale viene trasformata per il fenomeno di Zeemann in un triplet, le cui componenti esterne sono polarizzate nel senso delle linee di forza e l' interna perpendicolarmente alle linee stesse. Con un nicol avente la sezione principale parallela alle linee di forza si potrà arrestare la componente interna e rimarranno le due esterne, che se sono di periodo tra loro poco diverso potranno dare luogo al fenomeno dei battimenti e quindi ad intermittenza di luce e di oscurità.

Tutti questi ragionamenti valgono finchè si considera una sola particella luminosa, ma se si considera che la sorgente è costituita di un numero infinito di particelle che vibrano indipendentemente l' una dall' altra, i massimi e i minimi dovuti alle diverse particelle non saranno coincidenti e daranno quindi, attraverso a un nicol, luce di intensità media costante.

Questa stessa osservazione si può ripetere per l' esperienza progettata dal Righi, e concluderne che la condizione trovata per aver frange in moto, che cioè le due componenti della luce primitiva non siano eguali, e bensì necessaria ma è lungi dall'esser sufficiente, poichè si incorre in una difficoltà ben più grave e insormontabile, inerente alla costituzione stessa delle sorgenti luminose.

È facile rintracciare la necessità di ricorrere a una sola particella vibrante anche nel ragionamento analitico del Professor Righi.

È chiaro infatti come, ogni volta che si producono fenomeni di interferenza, ci si metta sempre in tali condizioni che i diversi sistemi di frange dovute ai vari punti della sorgente siano coincidenti.

Ora, finchè la posizione dei massimi e dei minimi luminosi dipende dalla differenza di cammino che i raggi interferenti acquistano fuori dalla sorgente, è possibile dare a questa una

...massimi coincidano. Ma quando si
...dipende dalla loro propria
...delle diverse particelle
...si possono avere massimi
...una particella sola. L'esperienza d
...disposizioni sperimentali ottiche d
...solo perchè l'alterazione
...sorgente, allo stesso istant
...concludere che la pro
...ricorrendo al fenomeno d

L. MAGRI.

LA RIVOLUZIONE DELLA GRAVITÀ TERRESTRE A PAVIA.

di ENRICO OLBONE ¹⁾.

La presente nota ha per oggetto di alcune misure fatte a
...terrestre, con l'apparato pendolare
di Stern.

Nell'osservatorio astronomico le deter-
minazioni sono state fatte di quelle fatte dove la vi-
sibilità è stata garantita le misure del tempo.

Le osservazioni sono state fatte dall'A. sono:

La temperatura dell'aria.

La correzione per la densità dell'aria.

La correzione di varia influenza dell'ampiezza dell'arco
di oscillazione.

Per la determinazione del tempo l'A. si è valso di un oro-
logio di Stern, di quello peragonava la durata d'oscillazione
del pendolo Stern.

Il campionamento e il tempo siderale è stato fatto ora me-
diante l'osservazione dei tempi di passaggio di una stessa stella
e ritorno di un piccolo cannocchiale astronomico murato, ora
mediante il cronometro.

¹⁾ Rendiconti del R. Istituto Lombardo di Scienze e Lettere. Serie 2, vol. 32, 1899.

Furono eseguite parecchie determinazioni delle durate di oscillazione dei pendoli Sterneek. Paragonando le durate di oscillazione ricavate a Pavia con quelle ottenute con gli stessi pendoli a Vienna, dove la gravità terrestre ha il valore assoluto

$$g_1 = 9^m,80876$$

l' A. ha trovato:

$$g'_1 = 9^m,806,06$$

accelerazione della gravità a Pavia nel luogo di osservazione, ridotta al livello medio del mare e relativa a Vienna.

La lunghezza del pendolo che batte il secondo è quindi a Pavia ed al livello del mare:

$$l = 0^m,993562.$$

Il valore teorico della gravità al livello del mare a Pavia, dedotto dalla latitudine sarebbe:

$$\gamma_0 = 9^m,80613,$$

epperò la differenza fra tale valore teorico e quello ricavato dall' A., sarebbe:

$$g'_1 - \gamma_0 = - 0^m,00007.$$

Dunque la gravità sperimentale a Pavia è circa uguale alla normale, un po' minore sembra, ma la differenza sta pressochè nei limiti degli errori di osservazione.

R. FEDERICO.

LIBRI NUOVI

**LES MODIFICATIONS PERMANENTES DU VERRE ET LE DEPLACEMENT DU ZERO
DES THERMOMETRES,***per* L. MARCHIS.

(Paris, Librairie scientifique A. Hermann. Un volume di 442 pagine con tavole e 61 figure intercalate nel testo).

Lo studio delle modificazioni permanenti del vetro è importantissimo nella fisica, specialmente per ciò che riguarda la termometria di precisione a causa dello spostamento dello zero nei termometri. Il lavoro, dotto e paziente del signor L. Marchis non può quindi che riuscire interessantissimo.

Il volume è diviso in otto capitoli preceduti da una introduzione. In questa l'A. rileva specialmente come il metodo puramente sperimentale è stato impotente a determinare le leggi delle deformazioni permanenti del vetro e accenna come la teoria possa venire in aiuto dell'esperienza.

Il capitolo primo tratta delle disposizioni sperimentali, dei termometri adoperati, delle stufe, del modo di operare. Nel capitolo secondo l'A. studia le modificazioni permanenti isobare dei sistemi che dipendono da una sola variabile normale.

Nel capitolo terzo esamina l'influenza delle oscillazioni della temperatura sullo spostamento dello zero nei termometri.

Nel capitolo quarto estende lo studio alle modificazioni permanenti isobare d'un sistema che dipende da due variabili a isteresi; la considerazione di due variabili è necessaria per spiegare i fenomeni che si riscontrano nello studio dello spostamento dello zero dei termometri.

Il capitolo quinto tratta dei termometri molto ricotti; in esso è intrapreso lo studio sistematico delle modificazioni permanenti d'origine elastica.

Nel capitolo sesto vengono esaminate le perturbazioni possibili; è studiata sistematicamente l'azione della ricottura, mediante il metodo delle perturbazioni. In tale studio trova posto anche l'esame dello spostamento dello zero di un termometro per un innalzamento di temperatura.

Il capitolo settimo tratta dell'introduzione di una nuova variabile nei calcoli: la variabile chimica di seconda specie. Vengono quindi esaminate le modificazioni isobare d'un sistema che dipende da tre variabili normali. I principi precedenti sono applicati allo studio ed alla spiegazione di alcuni fatti che hanno appunto resa necessaria l'introduzione della nuova variabile.

Il capitolo ottavo infine è dedicato specialmente alla termometria di precisione.

Abbiamo così accennato alla lontana quello che il libro contiene, non essendo possibile dire più dettagliatamente tutto quanto è contenuto nel grosso volume. Solo è bene notare come lo studio delle modificazioni permanenti del vetro è condotto con maestria, ed è soprattutto completo, in modo da non lasciare niente a desiderare. E infine, l'applicazione delle ricerche alla termometria di precisione, rendono il volume interessantissimo e degno di seria considerazione.

R. FEDERICO.

MANUALE DI INGEGNERIA LEGALE PER TECNICI E GIURISTI,
dell'Avv. ARTURO LION.

(Un volume di 560 pagine. U Hoepli, editore, Milano).

In questo volume della collezione Hoepli è riunito quanto è necessario di cognizioni legali per l'esercizio delle professioni d'ingegnere civile, industriale, di architetto, di perito e di appaltatore; esso costituisce quindi anche un ottimo libro di testo per gli allievi delle scuole di applicazione per gli ingegneri ed un'utile guida per i giuristi chiamati a dirimere le controversie che sorgono in proposito.

R. FEDERICO.

COLORAZIONE E DECORAZIONE DEI METALLI PER VIA CHIMICA ED ELETTRICA,
dell' Ing. I. GHERSI.

(Un volume di 250 pagine. U. Hoepli, editore, Milano).

È un volumetto utilissimo per chi voglia dedicarsi alla metallocromia. Contiene i processi migliori per la colorazione e decorazione dei metalli con vernice e senza, per via chimica e per via galvanica.

In ogni caso, il metodo da seguire è descritto minutamente, senza ambiguità, in modo da non doversi abbandonare a interpretazioni più o meno errate, essendo indicata alla prima e con sicurezza la via da seguire. Vengono così eliminati gl'inconvenienti che derivano dalla poca pratica, e mettono alla portata di chiunque i tanti processi che sono descritti nel libro.

L'A. poi ha avuto la lodevole e non comune cura di esporre anche i procedimenti *recentissimi*, il che è di sommo pregio in libri che trattano di elettricità e di chimica.

R. FEDERICO.

REQUEIL DE DONNÉES NUMÉRIQUES PUBLIÉ PAR LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE
DE PHYSIQUE - OPTIQUE,
par H. DUFET.

(Paris, Gauthier-Villars 1899).

Tutti coloro che in un lavoro o in uno studio hanno avuto necessità di conoscere qualche dato numerico, sanno come il rintracciarlo spesso porti con sé una grave perdita di tempo, e talvolta non sia esente da qualcheduna di quelle difficoltà, dirò così estrinseche, che improvvisamente inceppano l'opera dello studioso e dello sperimentatore.

Sarà quindi universalmente accolta con gran favore l'iniziativa della Società di Fisica Francese di raccogliere in apposite pubblicazioni i dati numerici di questa scienza.

L'opera presente del Dufet che fa parte della raccolta porterà quindi una facilitazione grandissima e un'utilità vera

agli studiosi e agli sperimentatori, non solo nel campo dell'ottica, ma ben anche in quello della chimica e della mineralogia.

D'altra parte, per dare pieno affidamento all'esattezza dei numeri riportati nell'opera, basta ricordare il nome dell'Associazione Scientifica che ne ha preso la direzione e quelli del compilatore e dell'editore.

L'opera stessa è divisa in due fascicoli: il primo intitolato *Lunghezza d'onda — Indice dei gas e dei liquidi* contiene in dieci tavole i dati concernenti la velocità di propagazione determinata coi diversi metodi diretti e indiretti — le lunghezze d'onda delle righe dello spettro solare e di quelle dei metalli più usati — il campione di Rowland — gl'indici dei gas e vapori — gl'indici dei liquidi (i liquidi più importanti e più studiati hanno una tavola a parte) — gl'indici dei gas liquefatti e quelli delle soluzioni.

Questo primo fascicolo è specialmente utile allo spettroscopista.

Il secondo intitolato *Proprietà ottica dei solidi* comprende sei tavole nelle prime delle quali sono riportati gl'indici dei solidi più importanti dal punto di vista ottico: la calcite, il quarzo, la fluorite, il salgemma, i vetri più comunemente usati negli apparecchi ottici ecc. ecc., non solo per i raggi visibili, ma anche per gli ultravioletti e gl'infrarossi.

Seguono due tavole estesissime comprendenti le proprietà ottiche dei solidi inorganici e organici; riguardo alle quali mi limiterò di osservare che la prima nella parte concernente i minerali offre un prontuario assai esteso e comodo al mineralogista.

Le ultime due riguardano l'influenza della temperatura sulle proprietà ottiche dei solidi e la rifrazione delle sostanze molto assorbenti, vale a dire l'indice dei metalli e la dispersione anomala.

L. PUCCIANTI.

nel secondo si separa una mescolanza di due di questi metalli; nel terzo, infine, i tre metalli si depositano simultaneamente.

L'esame microscopico delle leghe solidificate ha comprovato l'esistenza di questi tre depositi successivi.

BAKKER G. *Teoria dei liquidi a molecole semplici* (pp. 511-515). — È una continuazione di un lavoro pubblicato avanti (*Journ. de Phys.* 3^a serie, t. 6, p. 577, 1897). Sono considerazioni d'indole puramente teorica.

SACERDOTE P. *Sulle deformazioni elastiche dei recipienti sottili* (pp. 516-520). — L'A. mostra come possa trovarsi, per mezzo di calcoli semplicissimi, la deformazione che subisce un recipiente sferico o cilindrico sottile, quando esso viene assoggettato a pressioni diverse sulle due facce.

COLARDEAU E. *Ricostituzione a memoria d'un campione di lunghezza* (pp. 521-523). — Supponiamo che per una circostanza qualunque il metro campione venga distrutto, come pure tutte le sue copie e le lunghezze conosciute in funzione del metro. Ammettiamo in una parola, che non resti altro di tale unità che il ricordo che se ne potrebbe avere. Potrebbe tale ricordo bastare a ricostituire l'unità perduta?

L'A. ha sperimentato su 100 persone, facendo loro determinare a memoria una data lunghezza; e poi ha fatto la media delle varie determinazioni. Con tale processo, le piccole lunghezze sono state ricostruite troppo grandi; al contrario le più grandi troppo corte. Così il centimetro sarebbe stato ricostruito circa 1 mm. più lungo, il metro 7 cm. più corto. Le lunghezze comprese fra 10 e 20 cm. e più specialmente quelle vicine a 15 cm. sono state ricostruite con l'approssimazione di 1 o 2 decimi di millimetro.

BLONDIOT R. *Sulla misura diretta di una quantità d'elettricità in unità elettromagnetiche; applicazione alla costruzione d'un contattore ass luto d'elettricità* (pp. 569-573). — Un lungo rocchetto vuoto è posto in modo che il suo asse sia orizzontale; in mezzo ad esso un secondo rocchetto ad anello, formato da qualche giro di filo, è sospeso in modo che il suo piano sia verticale e che possa girare liberamente intorno al suo diametro verticale. I due rocchetti sono percorsi dalla medesima corrente; dei bicchierini di mercurio servono a stabilire le comunicazioni fra il rocchetto mobile e quello fisso. Il magnetismo terrestre essendo preventivamente compensato, il rocchetto anulare prende, sotto l'azione della corrente, una posizione d'equilibrio in cui le sue spire sono parallele a quelle del rocchetto fisso.

Se si sposta un po' da tale posizione, vi ritorna compiendo delle oscillazioni isocrone. Se T è il periodo di tali oscillazioni,

una batteria di 1200 accumulatori, un galvanometro d'Arsonval e un bruciatore in comunicazione con un regolatore di pressione a gas per avere il campione di spettro. Il miscuglio qui studiato è composto di idrogeno ed azoto.

Trova l'A. che quando un gas è in un miscuglio in larga proporzione, la luminosità d'una linea del suo spettro varia direttamente con la corrente, quando la pressione del gas è costante; la luminosità varia in ragione inversa della pressione, se la corrente è costante. In altre parole, quando un gas è in larga proporzione in un miscuglio, la luminosità del suo spettro segue le medesime leggi, rispetto alle variazioni di corrente e di pressione che segue quando il gas è puro. Quando il gas si trova nel miscuglio in piccole dosi le leggi sono diverse: a pressione costante la luminosità aumenta molto meno della corrente; a corrente costante cresce prima al decrescere della pressione, ma dopo che la pressione è stata diminuita fino ad un certo valore, la luminosità rimane quasi costante. Se poi il gas è nel miscuglio in quantità piccolissime, la luminosità delle sue linee non varia come la corrente, ma cresce molto meno di essa. Dunque la luminosità relativa delle linee di diversi elementi presenti in un miscuglio è funzione della proporzione degli elementi del miscuglio, della intensità della corrente che lo rende luminoso, e della sua pressione.

Infine, la luminosità di una linea spettrale di un elemento è quasi, ma non affatto, proporzionale alla quantità dell'elemento presente nel miscuglio.

G. ERCOLINI.

Communications from the physical laboratory at the University of Leiden. N. 41.

VAN EVERDINGEN E. JR. *Il fenomeno di Hall negli elettroliti* (pp. 1-13). — Alcuni fisici si sono occupati della questione e mentre il Ròiti ed il Chiavassa negano il fenomeno, osservando che la differenza di potenziale che si produce quando si eccita il campo magnetico è dovuta a forze ponderomotrici esercitate dalla forza magnetica sulle particelle del sale in soluzione, il Bagard sostiene invece l'esistenza del fenomeno. L'A., basandosi sulla teoria del Lorentz, dimostra che nella soluzione posta in un campo magnetico si produce una differenza di concentrazione alla quale sono certamente dovuti i fenomeni osservati dal Bagard; e perciò il fenomeno Hall nei liquidi non esiste.

do che le deviazioni che si avevano quando si usavano separatamente erano direttamente confrontabili.

Ecco ora i risultati da me ottenuti.

1) Cominciai dallo studio di un nucleo che avesse, relativamente a quella del rocchetto magnetizzante, la stessa lunghezza che aveva il nucleo più lungo che fu studiato dall'Ascoli; poi adoprai altri nuclei, che fossero di dimensioni più confrontabili con quelle, che servono comunemente nei rocchetti di Ruhmkorff.

L'induzione nello spazio esterno alla spirale magnetizzante studiata con tre coppie di spiraline indotte, di diametro diverso, disposte due a due successivamente in opposizione.

Le dimensioni di tali spiraline sono le seguenti:

| | | | |
|---------|---------|--------------|--------|
| Spirali | 1A e 1B | diametro cm. | 3,0 |
| » | 2A e 2B | » | » 11,2 |
| » | 3A e 3B | » | » 18,5 |

La gola rettangolare su cui è avvolto il filo ha la larghezza di cm. 0,65; e le spire sono, per tutte, in n.° di 76, volte in 4 strati.

Uno dei sistemi di spirali, cioè quello le cui spirali sono state colla lettera A, era tenuto fisso al centro; l'altro sistema era spostato lungo il nucleo. Un commutatore a pozzetti mercurio disposti circolarmente permetteva di includere nel circuito del galvanometro una qualunque delle coppie di spirali, o una spirale sola.

Con il rocchetto magnetizzante n.° 2, lungo cm. 70,2, adoprai per nucleo un fascio di 6 fili di ferro, ciascuno del diametro di cm. 0,08, e lungo cm. 50. Il rapporto fra la lunghezza e il diametro della sezione metallica ha quindi, per questo nucleo, il valore $\lambda = \frac{50}{0,08 \times \sqrt{6}} = 256$. La corrente

magnetizzante aveva l'intensità di 2 amp.; il campo magnetico era perciò $H = 23,1$ C. G. S. circa.

Le condizioni del nucleo e del campo magnetico sono, con questo nucleo, tali, che, secondo i risultati dell'Ascoli, per l'induzione entro la massa del ferro si dovrebbe presentare massimo a una certa distanza dal centro.

Lo zero delle ordinate è sulla retta AB di ciascuna figura, e corrisponde all'equilibrio fra le induzioni dei due rocchetti, posti in opposizione nel circuito del galvanometro. Le deviazioni rappresentate al di sopra della AB indicano che l'induzione nella sezione corrispondente prevale su quella che si ha al centro del nucleo.

| POSIZIONI DELLE SPIRALI | | | L'ago del galvanom. | Deviazione | Osservaz. |
|-------------------------|---------------------|--|---------------------|---------------|-------------------|
| 1 A. | 1 B. | | devia | in millimetri | |
| (Diametro cm. 8,0) | | | da a | della scala | |
| al centro | a cm. 5 dal centro | | equilibrio | — | predomina 1 B. |
| » | » 10 » | | 10,5 10,1 | — 4 | |
| » | » 15 » | | 13,0 12,5 | — 5 | |
| » | » 16 » | | 12,0 10,8 | — 12 | |
| » | » 18 » | | 13,0 11,0 | — 20 | |
| » | » 19 » | | 13,0 12,0 | — 10 | |
| » | » 20 » | | 14,0 13,2 | — 8 | |
| » | » 22 » | | 13,0 12,8 | — 2 | |
| » | » 23,1 » | | equilibrio | — | |
| » | » 23,2 » | | 9,9 10,9 | + 10 | predomina 1 A. |
| » | » 24 » | | 13,0 16,5 | + 35 | |
| » | » 25 » | | 13,0 17,0 | + 40 | |
| » | » 27 » | | 13,0 25,0 | + 120 | |
| 2 A. 2 B. | | | | | |
| (Diametro cm. 11,2) | | | | | |
| al centro | a cm. 10 dal centro | | 12,3 12,2 | — 1 | predomina 2 B. |
| » | » 15 » | | 12,7 12,0 | — 7 | |
| » | » 17 » | | 14,0 13,8 | — 2 | |
| » | » 18 » | | equilibrio | — | predomina 2 A. |
| » | » 19 » | | 13,5 13,7 | + 2 | |
| » | » 20 » | | 13,5 14,3 | + 8 | |
| » | » 23 » | | 13,0 16,5 | + 35 | |
| » | » 25 » | | 13,0 19,0 | + 60 | |
| 3 A. 3 B. | | | | | |
| (Diametro cm. 18,5) | | | | | |
| al centro | a cm. 10 dal centro | | equilibrio | — | predomina 3 A. |
| » | » 15 » | | 13,5 13,8 | + 3 | |
| » | » 20 » | | 14,0 16,0 | + 20 | |
| » | » 25 » | | 14,0 20,0 | + 60 | |

Da questa tabella si vede che l'induzione nello spazio

valore che si avvicina a quello secondo l'Ascoli ¹⁾, non con sioni, del resto, le scelsi a sigg. Scarpa e Baldo, per le 6 sezioni in cui divisi l' 8 cm.

Sul nucleo ora detto, cm. 3,4 ho avvolto una sp di filo dello spessore di 2 La spirale magnetizzante ha ed ha il diametro esterno d ha quindi il diametro di cui l'isolante che è fra il circolo quello della spirale indotta dotta sia avvolta direttamente sione scelta del nucleo si : vien massimo il coefficiente inducente e quella indotta

I fili di ferro che forn accuratamente, e fra il fa stata avvolta della carta pi

è stato poi introdotto in una canna di vetro, che ha il diametro esterno di 5 cm. e le pareti dello spessore di mm. 1,5 circa.

La ricerca della distribuzione dell'induzione attorno a questo rocchetto è stata fatta con tre spirali indotte, ciascuna delle quali, a motivo della grande sensibilità del galvanometro, è formata da una sola spira. La 1.^a spira, A, è del diametro di cm. 5, cioè è avvolta direttamente sulla canna di vetro che racchiude la spirale magnetizzante; la 2.^a spira, B, ha il diametro di 12 cm. e la 3.^a spira, C, ha il diametro di cm. 16.

Con queste spire e per valori di H che feci variare da 5 a 30 C. G. S., non riscontrai nessun massimo analogo a quelli sopra indicati; ma osservai che per ciascuna di esse l'induzione diminuisce continuamente dal centro all'estremità.

È da notare però che l'induzione nelle due spire A e B, poste in un medesimo piano, è la stessa a cm. 5,5 di distanza

1) L'Elettricista, 2, pag. 133 e 177.

2) Mascart et Joubert, Leçons sur l'Électr. et le

dall'estremo del rocchetto magnetizzante; e ciò non solo per il valore sopra indicato di H , ma anche per campi magnetici minori, cioè per i campi di 23, di 15, di 10 e di 5 C. G. S., coi quali feci le ricerche sopra indicate.

I risultati di queste misure fanno dunque prevedere che col nucleo sopra detto, anzi che accumulare le spire indotte sugli estremi come trovarono i sigg. Scarpa e Baldo, giovi invece raccoglierle in vicinanza del centro.

Mi parve che fosse anche di qualche interesse ricercare se, nella costruzione dei rocchetti, giovi fare il nucleo di ferro sporgente molto o poco al di là degli estremi del rocchetto magnetizzante. Perciò, nel rocchetto lungo 30 cm. introdussi un fascio di 60 fili di ferro, lungo inizialmente cm. 74, e dal quale, dopo aver determinato con spirali indotte di diverso diametro l'induzione al centro e all'estremità, ritagliavo delle porzioni uguali dalle due parti, riducendolo via via più corto, fino alla lunghezza di 36 cm.

Le spirali indotte adoperate, di 6 spire ciascuna e tutte della medesima resistenza, hanno i diametri che appresso:

Spirale A cm. 1,7

» B » 4,0

» C » 11,7

Prima di ogni nuova misura, era aperto e chiuso, più volte di seguito, il circuito della corrente magnetizzante.

I risultati ottenuti sono i seguenti:

| Porzione del nucleo sporgente dall'estremo del rocchetto | Deviazioni (in centimetri della scala) ottenute con le spirali | | | |
|---|--|------------------------------|------------------------------|--|
| | A sola al centro | B sola all'estremo | C sola all'estremo | A al centro C all'estremo in opposizione |
| cm. 22 | 33,4 | 21,7 | 20,0 | — 11,4 |
| » 19 | 31,5 | 22,2 | 20,5 | — 10,9 |
| » 13 | 35,2 | 24,5 | 23,0 | — 11,3 |
| » 11 | 36,9 | 27,0 | 24,7 | — 12,0 |
| » 9 | 40,0 | 30,0 | 26,5 | — 13,0 |
| » 7 | 43,5 | 30,0 | 26,3 | — 16,0 |
| » 5 | 44,0 | 29,5 | 26,0 | — 18,0 |
| » 3 | 47,0 | 26,0 | 24,0 | — 24,0 |

Ma in realtà se la deviazione δ' dell'ago del galvanometro, prodotta dalla coppia termoelettrica, quando eccitavo il campo, non era molto grande, preferivo notare senz'altro δ' , proporzionale evidentemente ad $E' - E$; indi messo il secondo circuito al posto della coppia termoelettrica e cercata R per la quale il galvanometro stava a zero quando il campo non era eccitato, introducevo una nuova resistenza R' e notavo la corrispondente deviazione δ'' nel galvanometro. Questa era proporzionale ad $E'' - E$, se E'' era la f. e. m. corrispondente ad R' . Trattandosi di piccole deviazioni si poteva scrivere senz'altro:

$$\frac{E' - E}{E'' - E} = \frac{\delta'}{\delta''}.$$

Essendo E, E', δ', δ'' note, calcolavo E' .

6. *Modo di fare una esperienza.* — Circa due ore prima di cominciare le esperienze montavo la pila compensatrice, riempivo di ghiaccio e di acqua i due recipienti a ciò destinati, e quando le temperature erano ben costanti procedo alla determinazione.

In generale per una stessa intensità della corrente magnetizzante facevo le misure invertendo successivamente il campo magnetico.

Indi aumentavo gradatamente l'intensità della corrente, ripetendo più volte le letture ad una stessa intensità, fino ad avere valori concordanti. La massima intensità della corrente magnetizzante era di 18 ampère; dopo di che ripeteva l'esperienza per alcune delle intensità minori, per vedere se i risultati fossero concordanti.

Dopo finita l'intera serie di esperienze per un'asta, eseguivo le misure delle f. e. m. sostituendo alla coppia termoelettrica il circuito contenente il campione Daniell.

7. *Risultati delle esperienze.* — Dò qui i risultati ottenuti dalle esperienze eseguite su 12 leghe di stagno e bismuto nelle quali le proporzioni dello stagno variano dal 0,056 % ad 83 %. Ho anche eseguito esperienze sul bismuto puro e sullo stagno puro. Di ogni lega vennero sperimentate diverse aste;

Le determinazioni furono fatte mandando nell' elettrocalamita la corrente magnetizzante una volta in un senso e poi nel senso contrario. Per distinguere i risultati riferentisi ai due sensi della magnetizzazione contraddistinguo con (a) i numeri relativi al 1° e con (b) quelli relativi al 2°.

Bismuto. — Ho sperimentato su diverse coppie costruite con metalli provenienti da differenti Case. I risultati non sono ben concordanti per le varie aste, e talvolta neppure per una medesima asta se la si cimenta a grandi intervalli di tempo. Qui dò i risultati ottenuti con una delle aste, scegliendola fra quelle che mi è parso presentasse un andamento più regolare.

1. Bismuto puro.

Temp. 0° — 21°,8 C.

$E = 0,00186$

| Intensità del campo in unità (C. G. S.) | E' in volta | Ω |
|--|---------------|----------|
| | (a) | |
| 2045 | 0,00140 | + 0,029 |
| 3500 | 0,00146 | + 0,0735 |
| 3944 | 0,00149 | + 0,096 |
| 4400 | 0,00156 | + 0,147 |
| 4560 | 0,00161 | + 0,154 |
| | (b) | |
| 1910 | 0,00140 | + 0,029 |
| 3420 | 0,00144 | + 0,059 |
| 3905 | 0,00146 | + 0,073 |
| 4330 | 0,00152 | + 0,118 |
| 4510 | 0,00162 | + 0,162 |

2. (0,056 %) di Sn.

Temp. 0° — 20°,2 C.

 $E = 0,00488$

| I | E' | Ω |
|------|---------|----------|
| (a) | | |
| 2020 | 0,00492 | + 0,0082 |
| 3500 | 0,00496 | + 0,0163 |
| 3920 | 0,00499 | + 0,0225 |
| 4350 | 0,00504 | + 0,0327 |
| 4575 | 0,00514 | + 0,0532 |
| (b) | | |
| 1820 | 0,00521 | + 0,0676 |
| 3250 | 0,00549 | + 0,1249 |
| 3860 | 0,00550 | + 0,1270 |
| 4240 | 0,00562 | + 0,1516 |
| 4520 | 0,00565 | + 0,1577 |

3. (0,113 %) di Sn.

Temp. 0° — 22°,2 C.

 $E = 0,00139$

| I | E' | Ω |
|------|---------|----------|
| (a) | | |
| 2020 | 0,00099 | — 0,2325 |
| 2420 | 0,00087 | — 0,3255 |
| 3920 | 0,00079 | — 0,3875 |
| 4320 | 0,00076 | — 0,4107 |
| (b) | | |
| 3090 | 0,00122 | — 0,0542 |
| 3820 | 0,00118 | — 0,0852 |
| 4220 | 0,00113 | — 0,1240 |

4. (0,170 %) di Sn.

Temp. 0° — 22°,4 C.

 $E = 0,000845$

| I | E' | Ω |
|------|----------|----------|
| (a) | | |
| 2620 | 0,000822 | — 0,0277 |
| 3500 | 0,000760 | — 0,0998 |
| 3820 | 0,000742 | — 0,1212 |
| 4280 | 0,000709 | — 0,1609 |
| (b) | | |
| 2620 | 0,000781 | — 0,0754 |
| 3895 | 0,000742 | — 0,1212 |
| 3790 | 0,000746 | — 0,1404 |
| 4170 | 0,000715 | — 0,1535 |
| 4430 | 0,000704 | — 0,1661 |

5. (0,237 %) di Sn.

Temp. 0° — 23°,7 C.

 $E = 0,000842$

| I | E' | Ω |
|------|----------|----------|
| (a) | | |
| 2050 | 0,000801 | — 0,0487 |
| 3500 | 0,000774 | — 0,1163 |
| 3900 | 0,000728 | — 0,1354 |
| 4200 | 0,000710 | — 0,1567 |
| 4520 | 0,000696 | — 0,1733 |
| (b) | | |
| 1970 | 0,000829 | — 0,0154 |
| 3420 | 0,000778 | — 0,0759 |
| 4100 | 0,000764 | — 0,0906 |
| 4500 | 0,000744 | — 0,1163 |

6. (2 %) di Sn.

Temp. 0° — 21°,1 C.

 $E = 0,000407$

| I | E' | Ω |
|------|----------|----------|
| (a) | | |
| 2050 | 0,000435 | + 0,0689 |
| 3500 | 0,000478 | + 0,1744 |
| 4250 | 0,000498 | + 0,2236 |
| (b) | | |
| 2050 | 0,000432 | + 0,0614 |
| 3120 | 0,000475 | + 0,1671 |
| 4170 | 0,000496 | + 0,2187 |

7. (25 %) di Sn.

Temp. 0° — 20°,2 C.

 $E = 0,000308$

| I | E' | Ω |
|------|-----------|----------|
| (a) | | |
| 2160 | 0,0003105 | + 0,0042 |
| 3500 | 0,0003111 | + 0,0075 |
| 3950 | 0,0003117 | + 0,0094 |
| 4350 | 0,0003127 | + 0,0130 |
| 4575 | 0,0003138 | + 0,0162 |
| (b) | | |
| 2020 | 0,0003105 | + 0,0042 |
| 3500 | 0,0003114 | + 0,0084 |
| 3950 | 0,0003128 | + 0,0130 |
| 4220 | 0,0003138 | + 0,0162 |
| 4520 | 0,0003140 | + 0,0169 |

11. (75 %) di Sn.

Temp. 0° — 21°,8 C.

 $E = 0,0000124$

| I | E' | Ω |
|------|-----------|----------|
| 3500 | 0,0000130 | + 0,0484 |
| 4200 | 0,0000134 | + 0,0806 |

12. (80 %) di Sn.

Temp. 0° — 23°,6 C.

 $E = 0,0000014$

| I | E' | Ω |
|------|-----------|----------|
| 4575 | 0,0000022 | + 0,3636 |

13. (83 %) di Sn.

Temp. 0° — 22°,7 C.

 $E = 0,0000216$

| I | E' | Ω |
|------|-----------|------------|
| (a) | | |
| 2620 | 0,0000214 | -- 0,00952 |
| 4370 | 0,0000214 | -- 0,00952 |
| (b) | | |
| 3390 | 0,0000213 | -- 0,0139 |
| 4350 | 0,0000211 | -- 0,0238 |
| 4525 | 0,0000210 | -- 0,0286 |

Dalle soprascritte tabelle si deduce :

1.° La variazione della f. e. m. termoelettrica delle leghe di bismuto e stagno per l'influenza del magnetismo aumenta col crescere della variazione del campo magnetico.

2.^o Il cambiamento del potere termoelettrico ha valore diverso a seconda del senso della magnetizzazione nell'asta studiata.

3.^o Sotto l'influenza di un dato campo magnetico la variazione del potere termoelettrico diminuisce a partire dal bismuto puro fino ad una lega che corrisponde ad una percentuale di stagno di 0,113 % cambiando di segno per una lega compresa fra 0,056 % e 0,113 %. Di poi la variazione va crescendo fino ad un 2.^o cambiamento di segno che avviene per una lega compresa fra il 0,237 % ed il 2 % di stagno. Finalmente cambia di segno una 3.^a volta per una lega compresa fra l' 80 % e l' 83 % di stagno.

4.^o Le percentuali a cui corrispondono i cambiamenti di segno delle variazioni del potere termoelettrico sono prossimamente quelle stesse in cui succedono i mutamenti di segno delle forze termoelettromotrici.

Dall'Istituto di Fisica dell'Università di Pisa
Maggio 1899.

CALORE SVOLTO NEL BAGNARE LE POLVERI.

Replica al Prof. T. MARTINI.

di G. ERCOLINI.

Il Prof. Martini rileva ¹⁾ che il concetto dal quale io sono partito per riscontrare le sue ricerche sull'imbibizione ²⁾ è ben diverso da quello da lui seguito, perchè io introdussi nel computo calorimetrico anche l'acqua versata sulla polvere dalla cui azione ha origine il fenomeno; mentre Egli dichiara ora che non poteva neppur lontanamente pensare a fare entrare nel computo calorimetrico la quantità di liquido che serve a provocare cosiffatta azione.

1) Nuovo Cimento, 1899 — N. di Maggio.

2) Nuovo Cimento, 1899 — N. di Febbraio.

uguale alla somma delle capacità termiche dei suoi componenti. Infatti avendo ottenuto il medesimo riscaldamento qualunque fosse la quantità di acqua, purchè in eccesso, che dallo spazio anulare si trasportava entro il calorimetro, ne viene di conseguenza che la temperatura non muta mescolando la polvere già perfettamente bagnata con una nuova quantità d'acqua. E d'altra parte non muta neppure quando dal miscuglio, abbandonato a sè, si deposita la polvere bagnata. Quindi se si parte dalle due componenti (polvere bagnata e acqua) quando sono separate e si trovano ad una temperatura t , se si scaldano fino a T , poi si mescolano adiabaticamente, e quando sono mescolate si raffreddano da T a t , e finalmente si lasciano separare di nuovo pure adiabaticamente, esse saranno ricondotte alle condizioni iniziali, senza avere eseguito nel ciclo chiuso nessun lavoro esterno, e perciò la quantità di calore somministrata deve compensare esattamente quella ricavata.

Resta dunque dimostrato che bagnando una data massa di polvere con liquido in eccesso si sviluppa una quantità costante di calore.

Firenze, R. Istituto di Studi superiori
Giugno 1899.

DISCUSSIONE SUL POTENZIALE ELETTRICO NELL' ARIA,
di EMILIO ODDONE.

Negli Atti del R. Istituto d'Incoraggiamento di Napoli Vol. 11, N. 7 trovasi una Nota del Prof. Eugenio Semmola dal titolo « Il potenziale elettrico nell' aria » che ha per oggetto « di rivendicare al Prof. Palmieri la priorità della scoperta che il potenziale elettrico dell' aria diminuisce col crescere dell' altezza legge confermata dalle osservazioni di Andrè a Lione, Groy a Berlino, Le Cadet a Parigi. . . . ».

« Nel caso Le Cadet, dice la Nota, dalle sue osservazioni egli potè concludere che il potenziale elettrico dell' aria diminuisce quando aumenta l'altezza sulla terra, la diminuzione è general-

mente rapidissima nel primo chilometro d'elevazione, meno rapida nel secondo, debolissima nel terzo e quarto. Le osservazioni del signor Le Cadet vengono dunque a confermare quelle del Palmieri, di cui però egli si dimentica di ricordare il nome....».

Verità vuole che qualcuno scriva che le cose non stanno in quei termini e che l'opuscolo citato dà un'interpretazione del tutto errata della distribuzione del potenziale elettrico nell'aria. Si tratta di un equivoco; la diminuzione coll'altezza, nella Nota Le Cadet ¹⁾ non si riferisce per nulla al potenziale dell'aria, ma al campo elettrostatico, cioè all'accrescimento del potenziale per unità di lunghezza.

Ecco come andavano le cose:

A quattro diverse altezze dell'aerostato, Le Cadet misurava su un elettrometro differenziale la differenza di potenziale di due punti situati ad un certo dislivello (20 metri circa) punti ch'egli esplorava con collettori distinti, ricavandone la variazione di potenziale per metro.

Ed ecco i suoi risultati:

Ascensione a Parigi, l' 11 Settembre 1897.

| Altitudine | Campo elettrostatico terrestre = $\frac{\partial V}{\partial n} \left(\frac{\text{Volta}}{\text{metri}} \right)$ |
|--------------|---|
| Presso terra | +150 volta |
| a 1429 m. | + 36,5 » |
| » 2370 » | + 22,1 » |
| » 3150 » | + 19,7 » |
| » 4015 » | + 13,4 » |

È a questo campo, a questo gradiente, a questa forza, che vanno attribuite le leggi contenute nelle citazioni, ma non al *potenziale*, il quale cresce invece coll'altezza e nell'esempio in questione cresce così, che supposto il suolo al potenziale zero:

| | | |
|--------------|----------------------------|-------------|
| a 1 metro | era approssimativamente di | + 150 volta |
| » 1429 metri | » | + 132.800 » |
| » 2370 » | » | + 160.400 » |
| » 3150 » | » | + 176.800 » |
| » 4015 » | » | + 191.500 » |

1) C. R. Vol. 125, p. 494, 1897.

Coll' elettrometro bifilare e coll' apparecchio a conduttore mobile, Palmieri fece molte misure a svariate altezze dalla superficie del mare, ma in generale misurò sempre una differenza di potenziale proporzionale, se non identica, alla differenza di potenziale di due punti situati alla breve distanza verticale di circa 1 metro $\frac{1}{2}$, ed a pochissima distanza dalla superficie terrestre.

Furono le osservazioni di Exner ¹⁾ le quali provarono decisamente che il potenziale cresce coll' altezza sul suolo. E la conferma di queste esperienze venne sempre, prima nelle ricerche di Elster e Geitel ²⁾, poi di André ³⁾, poi degli altri.

Le ultime osservazioni di Le Cadet dicono la stessa cosa ma recano un' importante novità nelle nostre conoscenze d' elettricità atmosferica mostrando che il potenziale cresce meno rapidamente delle altezze.

R. Osservatorio Geofisico di Pavia.
Maggio 1899.

SULLA DISSOCIAZIONE DELL' IPOAZOTIDE,
di A. POCHETTINO ⁴⁾.

Le ricerche sperimentali sulla determinazione delle costanti fisiche delle combinazioni gassose dissociabili sono fin qui, anche riguardo all' ipoazotide che pure è il corpo più facile e più interessante a studiarsi, poco numerose, e più che altro riguardano la densità di tali combinazioni.

Ma oltre la densità presenta un interesse grandissimo la questione del rapporto k dei calori specifici, poichè la conoscenza dell' andamento di questo rapporto permetterà di vagliare le ipotesi fatte sulla causa dei cambiamenti di densità dell' ipoazotide con la temperatura. Giacchè, sebbene la teoria di Gibbs ⁵⁾ sia del tutto conforme ai dati sperimentali ot-

1) Repertorium der Physik, 1836.

2) Sitzungsberichten der Kais. Akademie der Wissenschaften in Wien, 1892.

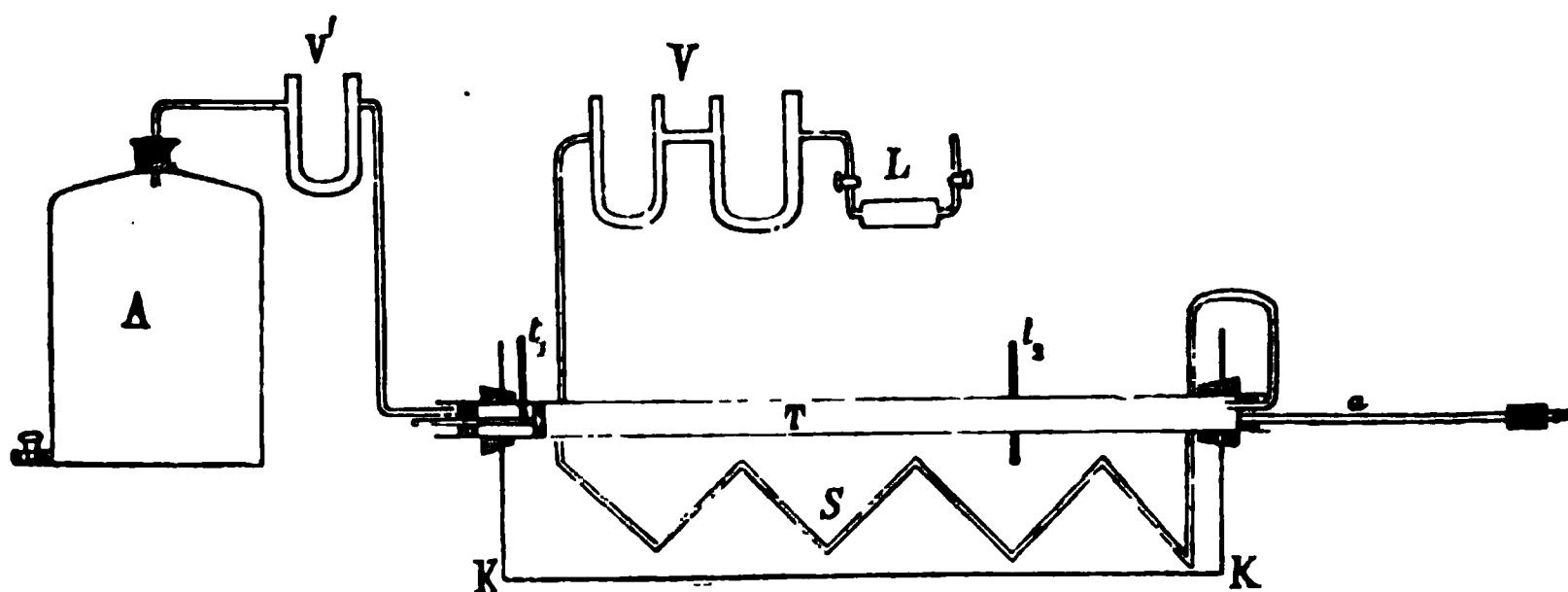
3) C. R. Vol. 117, p. 729, 1893.

4) Rend. R. Acc. dei Lincei. Vol. 8, p. 183-188, 1899.

5) Americ. Journ., 18, p. 277, 1879.

aver lasciato sfuggire i primi prodotti, veniva liquefatta in tubi tenuti in un miscuglio frigorifero, per eliminare l'ossigeno che proveniva dalla dissociazione del nitrato di piombo. L'ipoazotide veniva poi distillata con cura almeno due volte, e così era ottenuto un liquido color ambra, limpidissimo, che durante il corso delle esperienze era conservato in appositi tubi muniti di due robinetti.

La velocità di propagazione del suono nel gas veniva fatta con un apparato analogo a quello usato dal Kundt e dal Wüllner. Prima di arrivare nel tubo di Kundt, il gas svolgentesi dall'ipoazotide liquida veniva, mediante l'aspiratore A, a passare pel tubo L, poi nei tubi V ripieni di anidride fosforica e poscia in un serpentino S tenuto in un bagno d'olio *k*, dove acquistava la temperatura voluta. Nello stesso bagno era immerso anche il tubo di Kundt, la cui temperatura vera era determinata mediante un termometro *t*, introdotto in esso



in modo che il bulbo fosse completamente immerso nel gas, solo al momento in cui un altro termometro immerso nel bagno segnava a un dipresso la medesima temperatura di t_1 . La generazione delle onde stazionarie nel tubo di Kundt avveniva nel modo noto, mediante le vibrazioni longitudinali di un'asta di vetro. La polvere adoperata per renderle visibili era di silice insolubile ben secca ed impalpabile.

La formola che dalla lunghezza d'onda del suono prodotto dall'asta nell'ipoazotide e nell'aria, dà il valore di *k*, è:

$$k = 1,4053 \frac{l_2}{l_1} \cdot \frac{\delta}{\delta_1} \cdot \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t},$$

dove l , δ , t ed l_1 , δ_1 , t_1 sono rispettivamente la semilunghezza

Da questa tabella risulta che k cresce con la temperatura t e con la dissociazione, variando fra i due valori 1,17 e 1,30 corrispondenti rispettivamente a gas di costituzione esatomica (N_2O_4) e triatomica (NO_3). Le lievi divergenze fra i valori calcolati e osservati di k potranno attribuirsi o ad una leggiera deviazione dalle leggi del Gibbs, o forse ad una dissociazione temporanea parziale prodotta nel gas dal propagarsi stesso delle onde sonore. Ad ogni modo l'andamento generale dei valori di k autorizza a concludere che nell'ipoazotide avviene realmente una dissociazione nel modo previsto dal Gibbs, ossia una scissione successiva delle molecole N_2O_4 in molecole NO_3 ; scissione svelata dalle grandi variazioni di densità, le quali, come fecero osservare E. ed L. Natanson, non devono attribuirsi, come molti hanno creduto, ad una eccezionale deviazione di questo gas dalle leggi di Boyle e Gay-Lussac.

**SULL' IMPIEGO DEL MICROSISMOGRAFO A DUE COMPONENTI PER LO STUDIO
DEI MOVIMENTI LENTI DEL SUOLO,
di T. GNESOTTO ¹⁾.**

È ben noto come per mezzo del microsismografo a due componenti del Prof. Vicentini si possano analizzare i movimenti microsismici e studiare sistematicamente i lenti movimenti del suolo. Il dare una particolareggiata descrizione dello strumento sarebbe superfluo dopo quello che già ne disse il Prof. Vicentini ²⁾ ed il Dott. Pachor ³⁾, perciò diremo solo di qualche particolare della sua costruzione per maggior intelligenza delle considerazioni che svolgeremo.

1) Atti del R. Ist. Veneto di scienze, lettere ed arti, T. 57, 1898-99).

2) G. Vicentini. Osservazioni e proposte sullo studio dei movimenti microsismici. Atti della R. Acc. dei Fisicocritici, S. 6, vol. 5, Siena 1894. — Microsismografo e registrazione continua. Bollettino della Società Veneto-Trentina di Scienze Naturali, T. 6, n. 1, Padova 1895.

3) Giulio Pachor. I microsismografi dell'Istituto di Fisica della R. Università di Padova. Dagli Atti del R. Istituto Veneto di scienze lettere ed arti, T. 8, s. 7, 1896-97, Tip. Ferrari, Venezia.

registrare
si riduce,
a posizione
orizzontali,
lirezioni ed
ni i solchi

nte oscilla-
a posizione
dal cappel-
so al muro,
movimenti è
così a spo-
atrice colla
nto di so-
iniziale di

verticalità.

Al cappelletto di vetro che costituisce il suo punto d'appoggio si possono dare degli spostamenti nello spazio.

A tale scopo serve un sistema di slitte¹⁾, mosse da viti di richiamo, colle quali si possono produrre: una rotazione ed una traslazione in piano orizzontale ed un movimento verticale. Si può adunque ricondurre, quando si voglia, il cappelletto sulla verticale, che passa pel centro della base inferiore della massa pendolare, ed innalzare verticalmente la leva, che pende da esso, finchè l'estremo superiore di essa penetri nel foro praticato al centro della base della massa pendolare.

Sotto alla punta inferiore della prima leva amplificatrice si possono disporre, mediante un altro sistema di viti, le due leve girevoli sostenute da due aghi che fungono da perni. Delle leve, come si sa, una è rettilinea e l'altra ad un certo punto è piegata ad angolo retto ed è girevole intorno a questo punto.

Anche queste leve sono a braccia diseguali; le braccia più lunghe fungono da stili o pennine scriventi, e quelle più

1) Giulio Pachet. Opera citata, pag. 21-29.

2) Giulio Pachet. Op. cit. pag. 27, fig. 8, tav. I.

3) Giulio Pachet. Op. cit. vedi tav. II, fig. 13.

corte sono costituite da due guide o asole, larghe tanto da lasciar passare appena la punta inferiore della prima leva amplificatrice. Queste guide si dispongono ad angolo retto; per tal modo le pennine vengono a disporsi parallelamente secondo una data direzione.

I due aghi di sostegno (assi di rotazione) sono mantenuti verticali da due staffe, che sono fissate ad un' unica piattaforma, movibile secondo due direzioni ortogonali nel piano. In tal guisa il segmento che congiunge i due perni ha un orientamento fisso ed in conseguenza le pennine, quando vengono disposte ambedue secondo una determinata direzione, riescono sempre egualmente distanti. — La piattaforma che sostiene gli aghi può ancora subire un movimento verticale. — Si può adunque fare in modo che le pennine vengano a disporsi in una direzione determinata e che il punto d' incontro delle guide sia proprio al di sotto dell' estremo inferiore della leva verticale. Sollevando allora il sistema di leve orizzontali, in modo che esse non abbiano a perdere il loro orientamento e la loro orizzontalità, si infila l' estremo della prima leva amplificatrice nel vano di incontro delle asole.

Da una tale disposizione si deve partire quando si voglia intraprendere una serie di osservazioni, e ad essa si deve ricondurre il sistema di leve quando, per le successive apparenze di deviazioni subite dalla verticale (inclinazioni del suolo), le leve riescano troppo inclinate rispetto alle loro posizioni iniziali.

Data alle leve questa disposizione, si può innalzare il cilindro girevole, che porta il nastro di carta affumicata, fino a che tocchi le punte delle pennine; queste sfiorando sullo straterello di nerofumo, che copre il nastro, mentre il cilindro gira, producono un solco nettissimo che riesce bianco su fondo nero. La sottigliezza e la nitidezza di queste segnature è una delle qualità più pregevoli dello strumento. Se si ha l' avvertenza che l' attrito delle pennine sulla carta riesca il minimo possibile, si ottengono delle segnature delicatissime: la loro larghezza è spesso minore del ventesimo di millimetro.

Di fianco alle due tracce lasciate dalle pennine ve ne ha un' altra prodotta da una strisciolina di vetro, la quale è mossa da una elettrocalamita (cronografo) che comunica coll' orologio

può studiare l'andamento della inclinazione del suolo anche per un tempo indefinito.

Se per una causa accidentale avviene una interruzione delle segnature anche per qualche ora, ciò non può portare che un disappunto relativo nella interpretazione delle segnature. Resterà soltanto non indicato l'andamento dell'inclinazione durante quell'intervallo di tempo. Giova insistere nell'avvertire che nel frattempo non devono affatto essere modificate artificialmente le reciproche distanze delle diverse parti del sistema registratore, e che in nessun caso la piattaforma di sostegno delle leve orizzontali deve subire movimenti di rotazione.

Inoltre, quando si eseguisca l'operazione di rettifica delle leve e specie quando per avventura si presenti la necessità di alterare la posizione della pennina del tempo, è opportuno fare dei segni convenzionali sul nastro di carta o meglio tenerne conto ogni volta in apposito registro, affinché nella interpretazione delle segnature non vengano inavvertitamente considerati, come dovuti a movimenti del suolo, questi spostamenti operati artificialmente. Del resto questi ultimi sono in generale così grandi in confronto dei lentissimi movimenti delle pennine, le quali vanno tracciando sul nastro una linea continua e a piccolissima curvatura, che è impossibile, si può dire, non avvertire la discontinuità di andamento delle tracce e non attribuirle alla vera causa.

In generale l'operazione di rettifica produce spostamenti istantanei delle punte di gran lunga maggiori di tutta l'escursione, che in una intera giornata esse compiono allontanandosi o avvicinandosi alla linea del tempo.

Basta adunque, durante le misurazioni eseguite sul nastro, seguire con l'occhio l'andamento nelle segnature, per avvertire se si presentano bruschi cambiamenti della loro distanza dalla linea del tempo dovuti a spostamenti eseguiti artificialmente.

Queste avvertenze conviene averle in modo speciale, quando l'istrumento sia sorvegliato da diversi osservatori.

Una breve interruzione delle segnature avviene quando si compie l'operazione del cambiamento di carta. È opportuno

Dall'integrazione di queste equazioni, si traggono per T, X, Y, Z , i valori:

$$T = e^{-\frac{(l^2 + m^2 + n^2) k}{\rho \gamma} t}$$

$$X = A_1 \sin lx + B_1 \cos lx; \quad Y = A_2 \sin my + B_2 \cos my$$

$$Z = A_3 \sin nz + B_3 \cos nz$$

e quindi:

$$u = e^{-\frac{(l^2 + m^2 + n^2) k}{\rho \gamma} t} (A_1 \sin lx + B_1 \cos lx) \cdot (A_2 \sin my + B_2 \cos my) (A_3 \sin nz + B_3 \cos nz).$$

dove l, m, n, A_1, B_1, \dots sono costanti da determinarsi. Intanto poichè u deve essere indipendente dal segno delle coordinate, deve essere $A_1 = A_2 = A_3 = 0$, e posto quindi $B_1, B_2, B_3 = C$, e tenendo conto delle equazioni di condizioni relative alla superficie si trova per l un numero infinito di valori:

$$l_1 = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{a}, \quad l_2 = \frac{3\pi}{2} \cdot \frac{1}{a} \dots l_\lambda = (2\lambda - 1) \frac{\pi}{4} \cdot \frac{1}{a}$$

e analogamente per m e n .

Sostituendo si ha quindi:

$$u = \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=1}^{\infty} \sum_{\nu=1}^{\infty} C_{\lambda\mu\nu} e^{-\frac{(l_\lambda^2 + m_\mu^2 + n_\nu^2) k}{\rho \gamma} t} \cos l_\lambda x \cdot \cos m_\mu y \cdot \cos n_\nu z.$$

Per la condizione iniziale $u = U$ per $t = 0$ e moltiplicando l'equazione risultante per $\cos l_\sigma x$ e integrandola rispetto a x fra $-a$ e $+a$, e notando che dei termini del secondo membro, rimangono solo quelli per i quali $\sigma = \lambda$, si ottiene l'uguaglianza:

$$U \cdot \frac{2(-1)^\lambda}{(2\lambda - 1) \frac{\pi}{2} \frac{1}{a}} = a \sum_{\mu=1}^{\infty} \sum_{\nu=1}^{\infty} C_{\lambda\mu\nu} \cos m_\mu y \cdot \cos n_\nu z.$$

Similmente eseguendo su quest'equazione operazioni analoghe rispetto a y e a z si ha un'uguaglianza da cui si ricava il valore di $C_{\lambda\mu\nu}$ e quindi sostituendo si ha:

$$\frac{64U}{\pi^3} \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=1}^{\infty} \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{(-1)^{\lambda+\mu+\nu}}{(2\lambda-1)(2\mu-1)(2\nu-1)} \cdot e^{-\left\{ \frac{(2\lambda-1)^2}{a^2} + \frac{(2\mu-1)^2}{b^2} + \frac{(2\nu-1)^2}{c^2} \right\} \frac{\pi^2 k}{4 \rho \gamma} t} \cdot \cos(2\lambda-1) \frac{\pi}{2} \frac{x}{a} \cdot \cos(2\mu-1) \frac{\pi}{2} \frac{y}{b} \cdot \cos(2\nu-1) \frac{\pi}{2} \frac{z}{c}.$$

e limitando la serie a termini ($\lambda = \mu = \nu = 1$); ($\lambda = 2, \mu = \nu = 1$); ($\mu = 2, \lambda = \nu = 1$) ($\nu = 2, \lambda = \mu = 1$) e risolvendo l'equazione risultante si ha $k = 0,152$.

Nelle successive esperienze si notano leggere differenze nell'ultima cifra: come valore medio si può ritenere k compreso fra 0,151 e 0,152.

Esperimentando in modo analogo per l'ebanite su un parallelepipedo per il quale $2a = 3^{\text{cm}},78$; $2b = 3^{\text{cm}},82$; $2c = 2^{\text{cm}},62$; $M = 46^{\text{gr}},31$; $\gamma = 0,35$; $\rho = 1,224$, e limitando la serie a dieci termini si trova per k un valore medio compreso fra 0,022 e 0,023.

Si può quindi concludere, conformemente alla previsione, che la conduttibilità termica del vetro è circa sette volte maggiore di quella dell'ebanite; quanto al grado della cattiva conduttibilità di questi corpi se ne ha un'idea riferendo il loro coefficiente a quello del rame elettrolitico che, espresso nelle medesime unità, è 66, e quello per l'aria è 0,0036.

SULL' ALTIMETRIA BAROMETRICA - BREVI NOTE CON TAVOLE IPSOMETRICHE,
di LEONE PAPANTI.

(Firenze, Tipografia Calasanziana, 1899).

Sulla formula di Köppen.

È noto che per la differenza A di livello fra due stazioni nelle quali le pressioni e le temperature sieno rispettivamente P, T, p, t , fu stabilita da Laplace la formola

$$(1) \quad A = c [1 + \alpha (T + t)] (1 + \beta \cos 2\lambda) \log \frac{P}{p},$$

essendo c, α, β costanti, e λ la latitudine media.

Per latitudini vicine a 45° , il valore di $\beta \cos 2\lambda$ è trascurabile; e per le determinazioni di Regnault si può porre

$$A = 18400 [1 + 0,002 (T + t)] \log \frac{P}{p}.$$

Il Köppen propose la formola

$$(2) \quad A = [18432 + 36 (T + t) + 1,4 (45^\circ - \lambda)] \log \frac{P}{p}$$

Mentre però la Laplace ridotta dà, per le medie di più di 2000 osservazioni eseguite in luoghi vicini a 45° , e specialmente per le medie del mese d'Agosto, risultati concordanti con quelli ottenuti dalle triangolazioni, i risultati della Köppen sono maggiori dei veri, tranne che per piccoli valori di A .

Resultati migliori si ottengono dalla formola

$$(3) \quad A = [18415 + 36 (T + t) + 1,4 (45^\circ - \lambda)] \log \frac{P}{p}$$

o, per le nostre latitudini,

$$(4) \quad A = [18415 + 36 (T + t)] \log \frac{P}{p}.$$

Queste formole possono anche servire ai meteorologisti per ridurre la pressione al livello del mare.

Applicando la (3) alle medie di 183 osservazioni fatte nell'Agosto 1871 agli Osservatori di Torino e del Gran S. Bernardo, si trova $A = 2202$; il risultato della triangolazione è $A = 2202,3$.

Dalle medie delle osservazioni di Agosto degli anni 1841-58 all'Osservatorio del Gran S. Bernardo e a quello di Ginevra, mediante la (3) si ottiene $A = 2071$; il Plantamour, con misure fatte col livello a bolla d'aria, ha ottenuto $A = 2070,34$.

Altre ricerche potranno stabilire i valori da dare ai coefficienti del fattore di $\log \frac{P}{p}$ secondo le stazioni e le ore, per ottenere la maggiore approssimazione nei risultati.

Formole senza logaritmi.

Tra le formole senza logaritmi vi ha quella del Saint Robert :

$$A = 58,8 (P - p) \frac{1}{\frac{P}{T} + \frac{p}{t}}$$

non è molto diverso da 762 mm. (più esattamente 762,3). La temperatura T si può trovare dalla relazione

$$T = t + 0,08 (762,3 - p)$$

per un valore di T compreso fra 21° e 25° .

Se invece della quota altimetrica avuta approssimativamente sul posto, si voglia dare un valore dell'altezza più degno di fiducia, sarà bene ricorrere all'Osservatorio più vicino per ottenere i dati meteorologici quivi segnati nelle ore in cui furono fatte le livellazioni approssimative; oppure riferirsi direttamente al mare coi dati che il Bollettino dell'Ufficio centrale di meteorologia pubblica quotidianamente. Qualora si abbia il termometro in una stazione soltanto, si potrà ottenere $T + t$ mediante la formola già citata: cioè si porrà $T + t = 2t + 0,08(P - p)$ quando il termometro sia nella stazione superiore, e $T + t = 2T - 0,08(P - p)$ nel caso contrario.

Se si viaggia con un aneroido tascabile e si desidera un valore approssimativo dell'altitudine dal confronto con altro barometro osservato in un luogo la cui altezza sia nota, si può partire dall'ipotesi che le pressioni registrate sieno uguali alle pressioni medie corrispondenti a quelle altezze, e generalmente negli aneroidi si riportano le quote in un cerchio esterno a quello delle pressioni, supponendo che al mare la pressione sia 760, e che la temperatura dell'aria sia uniforme.

Le medie di numerose osservazioni condurrebbero ad ammettere, per le nostre latitudini, 22° circa come temperatura media estiva al livello del mare, e 762 mm. quale pressione media al livello medesimo. La diminuzione della temperatura è nella stessa stagione uguale a 1° ogni 160 m.

Ponendo quindi $t = T - \frac{A}{160}$; $T = 22^\circ$, $P = 762,3$, dalle formole del Köppen e del Mendelejeff si avrebbe

$$A = [18415 + 36 (44^\circ - 0,08) (762,3 - p)] \log \frac{762,3}{p},$$

ossia, con grandissima approssimazione:

$$(6) \quad A = [17800 + 2,9 p] \log \frac{762,3}{p}.$$

HARRIS

descrive uno strumento destinato alla registrazione giornaliera delle maree.

THIESSEN A. H. *Isteresi del ferro e dell'acciaio alle ordinarie temperature e alla temperatura dell'anidride carbonica solida* (pp. 65-78). — Scopo della presente memoria è la determinazione della isteresi del ferro, dell'acciaio e dell'acciaio al nichel, a tre diverse temperature, cioè: a 20° C., a 100° C. e a basse temperature ottenute con anidride carbonica solida. L' A. usa il metodo balistico sia nel determinare le curve di magnetizzazione, sia nel trovare la perdita dovuta all'isteresi. I metalli da studiare sono foggianti ad anelli della sezione di 1 cm.² e del diametro di 5 cm. Trova che, in generale, la perdita per isteresi cresce col decrescere della temperatura, quando la forza massima di magnetizzazione causa la quasi saturazione magnetica; per deboli forze magnetizzanti succede il rovescio.

ROSA E. e SMITH A. *Determinazione calorimetrica dell'energia dissipata nei condensatori* (pp. 79-94). — Allo scopo di controllare i risultati a cui giunsero in una loro precedente Memoria (Vedi N. di Gennaio), gli A. eseguono ora delle misure calorimetriche sull'energia dissipata nei condensatori assoggettati ad una f. e. m. alternativa, adottando uno speciale calorimetro. Nei condensatori a carta imbevuta del miscuglio di cera e resina trovano confermati pienamente i risultati precedenti, e trovano, di più, che le cariche residue di questi condensatori sono grandi, crescono con la temperatura fino a 40° C. e poi decrescono col l'aumentare della temperatura. Il massimo per la carica residua è lo stesso che per la perdita d'energia. Gli A. eseguono delle misure anche su condensatori a carta paraffinata, e trovano per essi una perdita dall' 1 all' 1,5 %.

BAUM F. G. *Un nuovo diagramma per trasformatori* (pp. 95-111). — L'A. descrive un metodo nuovo per ottenere i valori istantanei delle correnti primaria e secondaria e del flusso magnetico di un trasformatore. Il metodo permette di esprimere direttamente i valori di queste tre quantità variabili dell'auto induzione e della resistenza dei due rotori f. e. m. impressa. Il diagramma è semplice ed applicabile in ogni caso.

MERRILL J. F. *Influenza del dielettrico ambiente sulla resistenza del filo di rame* (pp. 112-127). — Nel 1896 trovò che la resistenza del filo di rame dipende dall'ambiente: trovò il fenomeno adottando cinque dielettrici e osservò delle variazioni perfino del 0,25 % in più e

valore sufficiente. L'anodo filiforme non si riscalda in modo eccessivo. Nell'apparecchio dell' A. la frequenza delle interruzioni era di 470 al secondo; tale numero però varia col modo con cui si utilizza il circuito indotto del rocchetto annesso all'interruttore, e precisamente aumenta col crescere della resistenza esterna. La densità della corrente e la concentrazione dell'acqua acidulata hanno l'azione maggiore nel funzionamento dell'apparecchio.

L'A. dà finalmente il modo di costruire semplicemente uno di tali interruttori servendosi di una comune bottiglia di Woulff a due tubulature.

TOMMASINA T. *Un cohercur sensibilissimo ottenuto per semplice contatto di due carboni* (pp. 430-433). — In un tubo di vetro di 2 cm. di diametro e 12 cm. di lunghezza, si introducano, dalle due estremità, due pezzi di carbone cilindrico da lampade ad arco, di 7 mm. di diametro, colle estremità arrotondate. Queste si tocchino appena nella metà del tubo. Il sistema costituisce un cohercur sensibilissimo.

R. FEDERICO.

Wiedemann's Annalen. Vol. LXIII ¹⁾.

(IV del 1897, pubblicato nel cinquantesimo anniversario della laurea del Prof. Gustavo Wiedemann ²⁾).

CHAPPUIS P. *Dilatazione dell'acqua fra 0° e 40°* (pp. 202-208). — Il metodo impiegato fu quello del dilatometro; l'apparecchio era costituito da un tubo di platino iridiato, di 110 cm. di lunghezza, chiuso da una parte e prolungato dall'altra con un capillare di platino.

È impossibile riportare i singoli risultati; basti ricordare che fra 17° e 40° la dilatazione dell'acqua è rappresentata assai bene dalla formula:

$$130,190800 - 65,768924 \cdot t + 8,679663 \cdot t^2 - \\ - 7,335773 \cdot 10^{-3} \cdot t^3 + 4,379491 \cdot 10^{-5} t^4.$$

PAALZOW A. e NEESEN F. *Influenza del magnetismo su scariche elettriche nei tubi a vuoto* (pp. 209-219). — Questo espe-

1) La rivista di questo giornale, che per varie ragioni è rimasta in arretrato, si porterà presto in corrente; riducendo se occorre l'ampiezza dei santi.

2) Continuazione e fine (V. N. C/m. pag. 92, Gennaio 1899).

rsi all'indietro, allontanandosi dall'elettrodo negativo, fino a raggiungere la luminosità che sta prima dello spazio oscuro.

WIEDEMANN E. *Influenza mutua delle singole parti di un desimo catodo* (pp. 246-252). — I raggi catodici, emessi da una superficie metallica, deviano se nel loro cammino vengono ad intrarre lo spazio oscuro che precede un altro catodo o un'altra parte del medesimo catodo. Questa proprietà spiega alcune esperienze del Goldstein, relative ai fenomeni cosiddetti di *deflection* e *reflexion*.

LENARD P. *Azione elettrica dei raggi catodici su l'aria atmosferica* (pp. 253-260). — Dimostra l'A. che la radiazione uscente da uno dei suoi tubi a finestra di alluminio è capace di scaricare l'elettroscopio e di favorire la formazione della nebbia. Egli ha anche di provare che, nelle condizioni delle sue esperienze, esclusa la presenza o almeno la cooperazione dei raggi del *utgen*.

RICHARZ F. e ZIEGLER W. *Misura della temperatura degli elettroliti, presso alla superficie di elettrodi piccolissimi* (pp. 261-267).

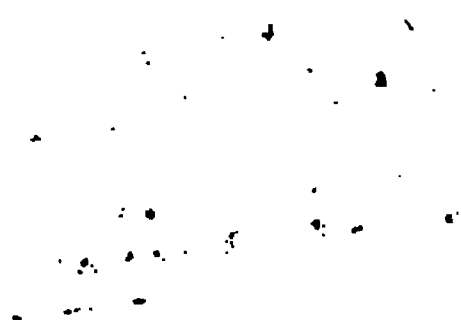
Se si impiegano in un voltmetro degli elettrodi piccolissimi questi si riscaldano presto fino alla temperatura di ebullizione del liquido elettrolitico, e si ricoprono di uno strato di vapore. Il fenomeno viene paragonato dagli A. al fenomeno di Boutigny, dello stato sferoidale ¹⁾.

KÖNIG W. *Dimostrazione semplice del fenomeno di Zeeman* (pp. 268-272). — Una fiamma, nella quale si volatilizzi del sodio, assorbe la luce emessa da un'altra fiamma simile, se le temperature si regolano in modo opportuno. Quando però la sorgente si trova in un campo magnetico la lunghezza delle onde emesse si modifica per l'effetto Zeemann, e l'assorbimento operato dalla seconda fiamma non può più essere completo.

EULER H. *Su la mobilità delle molecole dissociate e non dissociate* (pp. 273-277). — Il coefficiente di diffusione delle molecole dissociate è prossimamente nell'inversa della radice quadrata del peso molecolare. Per la « mobilità » degli joni non vale nessuna legge semplice. La quale cosa può spiegarsi, secondo l'A., supponendo che, appena separati, gli joni si idratino in qualche misura.

LORENTZ H. A. *Su l'influenza delle forze magnetiche sopra la riflessione della luce* (pp. 278-284). — Considerazioni assai ele-

¹⁾ La nota sembra avere una certa importanza, perchè forse in questa esperienza è contenuta in precedenza la teoria dell'interruttore elettrolitico del Wehnelt, che è molto in voga recentemente.



THE NEW YORK
PUBLIC LIBRARY

ASTOR LENOX
TILDEN FOUNDATION

Commemorazione di Galileo Ferraris.

I cimelii di Galileo Ferraris all'Esposizione Nazionale del 1898.

Sulla taratura del fasometro delle tangenti.

Wattometro elettrostatico per correnti alternative ad alta tensione.

Cenni sui motori elettrici a campo magnetico rotante.

Sull'a resistenza critica per l'avviamento dei motori asincroni a corrente alternata semplice.

Un metodo per la determinazione sperimentale della resistenza di avviamento dei motori asincroni a campo Ferraris ed a corrente alternata semplice.

Arnò Riccardo e Caramagna Aristide.

Cassetta bipolare per contatto sotterraneo ed elettromagnetico in ferrovie e tramvie elettriche a sezioni

Brucchiotti G.

Sul terremoto di Rieti del 28 Giugno 1898.

Brucchiotti G. ed Umani A.

Ancora sull'influenza della forza elettromotrice degli elettrodi nello studio delle correnti telluriche.

Calzecchi-Onesti Temistocle.

Spettri luminosi.

Di una esperienza che illustra il 3° principio della meccanica.

Sulla conduttività elettrica delle limature metalliche.

Di una nuova forma che può darsi all'avvisatore microsismico.

Osservazioni sulla memoria Ueber die Electricitätsleitung von Metallpulver del Dr. F. Auerbach.

Sulla rotazione inversa dell'anemometro dell'Osservatorio Meteorologico di Fermo.

Le due prime leggi del moto. — Osservazioni critiche.

La matematica nell'insegnamento della fisica.

Sopra la classificazione dei corpi semplici in metalli e metalloidi.

Casali Osvaldo.

Corso di fisica medica.

Cardani Pietro.

Applicazione dell'alcalimetria alla misura delle correnti di scarica dei condensatori.

Sui fenomeni termici nei circuiti di scarica dei condensatori.

Carnazzi P.

Influenza della pressione sull'indice di rifrazione dei gas.

David Domenico.

Saggio di Fisica.

Ferraris G. ed Arnò R.

Un nuovo sistema di distribuzione elettrica dell'energia mediante correnti alternative.

Alcune esperienze sui trasformatori a spostamento di fase.

- Sull'origine della forza elettromotrice nelle coppie idroelettriche.
 Sulla trasmissione del calore nell'aria.
 Riparazione e prova dei manometri e delle bilancie per valvole di sicurezza.
 Sopra un nuovo metodo di misura delle forze elettromotrici e delle resistenze elettriche.
 Sulla distribuzione delle pressioni nelle condotte d'aria.
 Sulla trasmissione del calore nell'aria.
 Sulla tutela della sicurezza pubblica negli impianti elettrici.
 Sul potere induttore specifico dei corpi e sulle costanti della rifrazione della luce.
 Nota I e II.
 Sulle equazioni della rifrazione della luce.
 Sulla applicazione delle macchine frigorifiche alla conservazione delle sostanze alimentari.
 Sopra le condizioni tecniche nei capitolati municipali per la illuminazione a gas.
 Sul potere induttore specifico e sulle costanti della rifrazione della luce.
 Di alcune relazioni termodinamiche sui vapori.
 Sopra un nuovo metodo di misura del calore di vaporizzazione dei liquidi.
 Sopra due apparecchi teletachimetrici.
 Sui petroli italiani.
 I conduttori elettrolitici e le correnti alternate.
 Sul calore di vaporizzazione.
 Un nuovo metodo grafico di segnalazioni nella determinazione delle lunghezze d'onda.
 Di un metodo semplice di misura del consumo orario di una sorgente luminosa a combustione di materiale solido o liquido.
 Commemorazione di Galileo Ferraris.
 Sul potere illuminante di alcuni olii di origine organica.
 Nuove ricerche sugli olii minerali lubrificanti.
 Sopra una proprietà di un sistema trifase.
 Sulla compressibilità dei liquidi e sui loro coefficienti di tensione e calori specifici a volume costante.
 Stechiometria.
 Sopra una semplice disposizione per ottenere una corrente ondulatoria di frequenza costante od alternativa.
 Il metodo del Prof. Ferraris per la trattazione dei vettori rotanti od alternativi con applicazione ai motori a correnti alternate.
 Sopra la misura del calore specifico dei liquidi col metodo elettrico.

Pagliani S. e Emo A.

- Sull'assorbimento del gas ammoniacale negli alcoli.

Pagliani S. e Palazzo L.

- Sulla compressibilità dei liquidi.
 Sulla compressibilità dei miscugli di alcool etilico ed acqua.

Pagliani S. e Battelli A.

- Sull'attrito interno nei liquidi. Nota I. e II.

Pagliani S. e Oddone E.

- Sull'attrito interno nei liquidi.

Pagliani S. e Buttafarri.

- Sulla condensazione dei vapori durante efflusso nei tubi metallici.

Per la storia del « ricevitore » Marconi.

Ricerca dell'argon nelle piante.

Influenza delle condizioni meteorologiche sopra l'accrescimento degli alberi.

Studi sull'azione dei raggi Röntgen sui vegetali.

Azione dell'elettricità sopra la germinazione.

Azione delle diverse radiazioni luminose sopra lo sviluppo dei vegetali.

Di quasi tutti i summenzionati lavori furono inviate due copie.

IL BIBLIOTECARIO

Dott. M. Pandolfi.

IL NUOVO CIMENTO

ANNO XLV

SERIE IV. - Tomo X.

Luglio 1899

IL
NUOVO CIMENTO
PERIODICO

FONDATO DA

C. MATTEUCCI e R. PIRIA

CONTINUATO DA

R. FELICI

A. BATTELLI

V. VOLTERRA

ORGANO

DELLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Collaboratori per i summi:

A. BARTORELLI - E. CRESCINI - E. CASTELLI - G. ERCOLINI

G. FAÈ - G. RIZZI - A. ROVIDA - A. STEFANINI



PISA

DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI

1899

INDICE

| | Pagina |
|--|--------|
| ALMANSI E. Influenza delle deformazioni elastiche sul movimento di un pendolo a reversione | 85 |
| ALMANSI E. Influenza delle deformazioni elastiche sul movimento di un pendolo a reversione | 305 |
| AMERIO A. Se i raggi del Röntgen favoriscano il raffreddamento di un corpo . | 366 |
| AMERIO A. Sulla resistenza delle soluzioni saline in movimento | 276 |
| ANTONELLI A. La dispersione della luce nella teoria elettromagnetica | 372 |
| BATTELLI A. e MAGRI L. Sui raggi anodici e sui raggi catodici | 264 |
| BATTELLI A. e STEFANINI A. Sulla velocità dei raggi catodici e sulla conduttività elettrolitica dei gas | 324 |
| CORBINO O. M. Reciprocità nei fenomeni magneto-ottici | 408 |
| DRAGO E. Sul fenomeno di Sanford nell'argentina | 447 |
| ERCOLINI G. Tre metodi per la misura di piccoli allungamenti | 241 |
| FLORIO F. Studi su di una classe di dinamo a correnti continue | 43 |
| GAMBA P. Determinazione delle costanti elastiche di flessione della lavagna . | 168 |
| GUZZIELMO G. Intorno ad alcune nuove forme di pompe di Sprengel e ad alcune forme semplici di tubi Röntgen | 120 |
| GUZZIELMO G. Intorno ad alcune modificazioni delle pompe di Geissler | 189 |
| GUZZIELMO G. Sui raggi catodici, sui raggi Röntgen e sulle dimensioni e la densità degli atomi | 202 |
| INCISA C. CARLO. Sopra un sistema di conduttura sotterranea protetta per tramvie elettriche urbane. | 127 |
| LAURICELLA G. Sull'integrazione delle equazioni dell'equilibrio dei solidi elastici isotropi per dati spostamenti in superficie (Parte II) | 5 |
| LUSSANA S. Influenza della pressione sulla resistenza elettrica dei metalli | 73 |
| MALAGOLI R. Sul modo di funzionare del coherer | 279 |
| MALAGOLI R. e BONACINI C. Sul comportamento dei corpi nella trasformazione dei raggi Röntgen (Risposta al signor G. Sagnac) | 433 |
| MARTINI T. Breve replica alla risposta del Dott. Ercolini | 42 |
| PACHER G. Anomalia dell'attrito interno dell'acqua in prossimità ai 4 gradi . | 484 • |
| PACHER G. Su alcune esperienze eseguite coll'interruttore di Wehnelt | 444 |
| PETTINELLI P. Sopra alcune proprietà termiche dell'aria scintillata | 117 |

| | |
|--|--------|
| | Pagine |
| POCHETTINO A. Sullo smorzamento delle vibrazioni in un risonatore acustico . | 47 |
| POCHETTINO A. Sulle variazioni dell'effetto Peltier in un campo magnetico . | 204 |
| RIGHI A. Sull'assorbimento della luce per parte di un gas posto nel campo magnetico . | 20 |
| RIGHI A. Sopra un curioso fenomeno osservato facendo passare una corrente elettrica in un tubo a gas rarefatto . | 12 |
| RIGHI A. Intorno alla questione della produzione di un campo magnetico, per opera di un raggio luminoso polarizzato circolarmente . | 5 |
| ROSSI A. G. Alcune osservazioni su l'interruttore elettrolitico . | 19 |
| SCHINCAGLIA I. Ricerche sperimentali sulla luce fluorescente nei solidi . | 21 |
| SELLA A. Descrizione di alcune esperienze da scuola . | 176 |
| STEVENS J. A. G. Influenza del magnetismo sulle proprietà termoelettriche del bismuto e delle sue leghe . | 161 |
| STEVENS J. P. Sulla misura dei fenomeni termoelettrici . | 269 |
| TARAGGETTI G. Sulla produzione dell'ozono per via elettrolitica . | 360 |
| TELESCA G. Energia spesa dalle scariche oscillatorie nei tubi a vuoto . | 420 |
| TOMMASINA T. Sulla natura e la causa del fenomeno dei coherer . | 223 |
| TOMMASINA T. Sulla sostituzione dell'azione magnetica all'azione meccanica del trembleur, per rompere direttamente le catene di limatura dei coherer . | 263 |
| VOLTERRA V. Sul flusso di energia meccanica (Lettura fatta in Como nella seduta del 21 Settembre 1899 della Società Fisica Italiana . | 337 |
| VOLTA A. Sul comportamento di alcuni corpi portati ad elevata temperatura rispetto ai raggi X . | 431 |
| Una lettera inedita di Volta . | 401 |

LIBRI NUOVI

| | |
|---|-----|
| ANAMIS R. I moderni processi fotomeccanici (Recensione del Dott. E. Pasquini). | 185 |
| BAUMHAUER H. Darstellung der 32 möglichen Krystallklassen (Recensione di A. Stefanini) . | 381 |
| BARNI E. Il montatore elettricista (Recensione di R. Pitoni) . | 452 |
| BROCA A. La télégraphie sans fils (Recensione di M. Allegretti) . | 456 |
| CAURO J. La liquéfaction des gaz (Recensione di R. Pitoni) . | 289 |
| COTTON A. Phénomène de Zeeman (Recensione di L. Puccianti) . | 453 |
| CUNIASSE L. o SWILLING R. Essais du commerce et de l'industrie. Modes opératoires (Recensione di G. Magri) . | 454 |
| Deuxième excursion électrotechnique en Suisse par les élèves de l'école supérieure d'électricité (Recensione di A. Occhialini) . | 227 |
| DILLAYE F. Principes et pratique d'art en photographie — Le paysage (Recensione di M. Allegretti) . | 289 |
| D'OCAGNE M. Traité de monographie (Recensione di M. Pandolfi) . | 52 |
| DUHEM P. Traité élémentaire de mécanique chimique fondée sur la thermodynamique (Recensione di A. Stefanini) . | 229 |
| DUPORCQ E. Premiers principes de géométrie moderne (Recensione di M. Pandolfi) . | 54 |
| FABRE C. Aide-memoire de photographie per il 1899 (Recensione di R. Federico) . | 130 |
| JAMIN et BOUTY. Cours de physique de l'école polytechnique. — BOUTY E. Progrès de l'électricité (Recensione del Dott. E. Pasquini) . | 231 |
| MAUPIN G. Opinions et curiosités touchant la mathématique, d'après les ouvrages français des 16 ^e , 17 ^e et 18 ^e siècles (Recensione di R. Federico) . | 131 |
| MÜLLER G. Die photometrie der gestirne (Recensione di L. Puccianti) . | 381 |
| PANAJOU F. Manuel du photographe amateur (Recensione di R. Federico) . | 132 |
| PÉCHEUX H. Précis de physique industrielle (Recensione di P. G. Molani) . | 52 |

| | Pagina |
|---|--------|
| Blondel A. — Sull'interruttore elettrolitico Wehnelt | 295 |
| Blondel A. — Sugli archi a correnti alternate dissimetriche fra metalli e carboni | 293 |
| Blondlot R. — Produzione di forze elettromotrici per lo spostamento nel seno di un liquido sottoposto all'azione magnetica di masse di conduttività differenti | 296 |
| Blondlot R. — Forza elettromotrice prodotta in una fiamma per l'azione magnetica | 457 |
| Borgmann J. J. e Petrowsky A. A. — Sopra un caso particolare di oscillazioni elettriche, prodotte da un rocchetto di Ruhmkorff a circuito secondario aperto e sopra un metodo nuovo per misurare le capacità elettriche | 233 |
| Borel A. — Sopra la polarizzazione rotatoria magnetica del quarzo | 383 |
| Borgmann J. e Petrovski A. — Sulla capacità elettrica dei corpi cattivi conduttori | 334 |
| Bordier H. e Salvador. — Azioni elettrolitiche osservate nella vicinanza di un tubo di Crookes | 458 |
| Boussinesq E. — Sopra l'ottenimento degli spettri elettrici mostranti le linee di un campo elettrico nell'aria | 295 |
| Brady E. e Le Bon G. — Sull'assorbimento delle onde hertziane per parte dei corpi non metallici | 295 |
| Branly E. — Radioconduttori a sfere metalliche | 383 |
| Broca A. — Scarica disruptiva nel vuoto. — Produzione di raggi anodici | 252 |
| Carpentier J. — Perfezionamenti all'interruttore elettrolitico di Wehnelt | 297 |
| Chatelain E. U. — Sopra una nuova pompa a mercurio | 384 |
| Coloman de Szily. — Sulla variazione della resistenza elettrica dei metalli e delle loro leghe, dovuta alla torsione | 297 |
| Compan P. — Trasmissione della luce nei mezzi torbidi | 385 |
| Cotton A. — Birifrangenza prodotta dal campo magnetico, legata al fenomeno di Zeeman | 140 |
| Crookes W. — Sulla sorgente d'energia nei corpi radio-attivi | 139 |
| D'Arsonval A. — Interruttore elettrolitico | 234 |
| D'Arsonval. — Azione di alcuni gas sul caoutchouc | 459 |
| De Coppet L. C. — Sulla temperatura del massimo di densità delle soluzioni acquose dei cloruri alcalini | 459 |
| Dèvé Ch. — Sopra un facometro a oscillazioni | 459 |
| De Gramont A. — Sopra uno spettroscopio da laboratorio a dispersione ed a scala regolabili | 459 |
| Despretz M. — Sull'isteresimetro costruito dai sigg. Blondel e Carpentier | 137 |
| Dussaud. — Sulla trasmissione dei suoni mediante i raggi ultravioletti. | 139 |
| Fabry Ch. e Perot A. — Sopra una sorgente intensa di luce monocromatica | 384 |
| Fabry Ch., Macé de Lepinay J. e Perot A. — Sopra la misura in lunghezza di onda delle dimensioni di un cubo di quarzo di 4 cm. di lato | 386 |
| Fery M. — Nuovo metodo galvanometrico | 457 |
| Fèry C. — Sul massimo di sensibilità dei galvanometri a quadro mobile | 292 |
| Guillet A. — Sopra una forma semplice di magnetometro | 137 |
| Gutton C. — Comparazione delle velocità di propagazione delle onde elettromagnetiche nell'aria e lungo i fili | 458 |
| Henry C. — Actino-fotometro fondato sopra delle relazioni fra lo splendore del solfuro di zinco fosforescente, l'intensità o la natura delle sorgenti eccitatrici | 297 |
| Hurmuzescu. — Sulla trasformazione dei raggi X operata dai diversi corpi | 234 |
| Korda D. — L'influenza del magnetismo sulla conducibilità calorifica del ferro | 233 |
| Lagrange E. — A proposito della guaina luminosa elettrolitica | 385 |
| Le Bon G. — Sulle proprietà ottiche della luminescenza residua invisibile | 139 |
| Le Bon G. — Sulla trasparenza dei corpi opachi per le radiazioni luminose di grande lunghezza d'onda | 140 |
| Leduc A. — Sull'esperienza di Lord Kelvin e Joule | 137 |



| | |
|--|----|
| Thompson J. O. — Sul periodo e decremento logaritmico di un filo vibrante continuamente | 63 |
| Waitner W. e Mallory F. — Confronto del termometro a mercurio del Rowland con un termometro a platino Callendar-Griffith; confronto del termometro a platino con un termometro Tonnelot campionato al Bureau International, e riduzione del valore Rowland dell'equivalente meccanico del calore alla scala ad azoto di Parigi | 64 |
| Webb H. S. — Determinazione della perdita d'isteresi nel ferro per piccole induzioni | 67 |
| Weston C. P. — Determinazione del modulo di elasticità per piccoli pesi | 66 |
| Zeleny J. — Sulle correnti di convezione e sulla caduta di potenziale agli elettrodi di conduzione prodotte dai raggi Röntgen | 63 |

Zeitschrift für Physik. Chem. — 1899.

| | | |
|---|-----|----|
| Arrhenius Svante. — Per la teoria della velocità di reazione. | 15 | 3 |
| Bakhuys Roozeboom H. W. — Intorno alla solidificazione di mescolanze liquide di corpi tautomeri | 15 | -1 |
| Bakhuys Roozeboom H. W. — La solubilità e il punto di fusione come criterii per i composti racemici, per i cristalli pseudo-racemici e per i conglomerati inattivi | 229 | |
| Bakker Dr. G. — Osservazioni intorno alla " Teoria termodinamica di capillarità di van der Waals „ | 304 | |
| Barmwater F. — Sulla natura della pressione osmotica | 145 | |
| Barmwater F. — Sopra la conducibilità elettrica di mescolanze di elettroliti | 236 | |
| Bein Dr. Willy. — Alcune esperienze sopra il trasporto dei sali in relazione alla natura delle membrane che separano fra loro le soluzioni dagli elettrodi. — Contributo al comportamento delle membrane sulle soluzioni saline | 237 | |
| Bodenstein Max. — Le reazioni dei gas nella cinetica chimica. — Velocità di reazione e falso equilibrio | 464 | |
| Cohen Ernst. — Sulla velocità di inversione in soluzioni acquose alcoliche | 146 | |
| Cohen Ernst. — Sulla resistenza interna degli elementi normali | 304 | |
| Dieterici C. — Relazione fra lavoro osmotico e pressione osmotica | 464 | |
| Duhem P. — Le variazioni permanenti e la termodinamica — IV. Sopra alcune proprietà dei sistemi che dipendono da una sola variabile normale, specialmente riguardo alla rottura dei corpi elastici | 302 | |
| Euler Hans. — Intorno alle relazioni fra il potere dissociante, la costante dielettrica e lo stato molecolare dei liquidi | 303 | |
| Goodwin H. M. e Burgers George K. — Sopra la pressione osmotica di alcune soluzioni eterree, e loro relazione colla legge di Boyle e van 't Hoff. | 145 | |
| Goldschmidt Heinrich e Salcher M. Richard. — Studi sulla aminolisi | 463 | |
| Hittorf W. e Salkowski H. -- Intorno ad una riguardevole classe di acidi inorganici, e al loro comportamento elettrolitico | 239 | |
| Hulett A. George. — Continuità nella trasformazione solido-liquida | 303 | |
| Jahn Hans. — Polarizzazione galvanica nelle soluzioni di solfati alcalini | 462 | |
| Kauffmann Hugo. — Studi sulle vibrazioni elettriche (seconda Nota) | 303 | |
| Kieseritzky Richard. — Determinazione per via elettrometrica della costituzione dei corpi | 236 | |
| Kuenen J. P. e Robson W. G. — Solubilità reciproca dei liquidi. Tensione di vapore e punto critico delle mescolanze | 154 | |
| Maey E. — Le combinazioni del Li, Na, e K col Hg determinate dal loro volume specifico | 463 | |



ma a tutto lo spazio S . Integrando per parti e tenendo conto del fatto che u, v, w si annullano nei punti di σ , si avrà:

$$\begin{aligned} \theta &= \int_S \left\{ u \left(\Delta^2 u + k \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + v \left(\Delta^2 v + k \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) + w \left(\Delta^2 w + k \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \right\} dS = \\ &= - \int_S (\Delta u + \Delta v + \Delta w) dS - k \int_S \theta^2 dS. \end{aligned}$$

Per valori positivi di k questa formola ci dà in tutto S :

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial x} = \dots = \frac{\partial w}{\partial x} = \dots = 0;$$

e quindi, tenuto conto della continuità delle u, v, w , risulterà in ogni punto di S :

$$u = v = w = 0.$$

Questo risultato si può interpretare dicendo che *a dati valori di u, v, w sui punti di σ non può corrispondere che un solo sistema di integrali regolari delle equazioni (16).*

8. Si considerino gli integrali regolari dei seguenti sistemi di equazioni:

$$(17) \left\{ \begin{array}{l} \Delta^2 u_0 = 0 \\ \Delta^2 v_0 = 0 \\ \Delta^2 w_0 = 0 \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} \Delta^2 u_1 + \frac{\partial \theta_0}{\partial x} = 0 \\ \Delta^2 v_1 + \frac{\partial \theta_0}{\partial y} = 0 \\ \Delta^2 w_1 + \frac{\partial \theta_0}{\partial z} = 0 \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} \Delta^2 u_2 + \frac{\partial \theta_1}{\partial x} = 0 \\ \Delta^2 v_2 + \frac{\partial \theta_1}{\partial y} = 0 \\ \Delta^2 w_2 + \frac{\partial \theta_1}{\partial z} = 0 \end{array} \right. \dots \dots$$

$$\left(\theta_i = \frac{\partial u_i}{\partial x} + \frac{\partial v_i}{\partial y} + \frac{\partial w_i}{\partial z} \right)$$

determinati con la condizione che u_0, v_0, w_0 nei punti di σ prendano rispettivamente i valori arbitrariamente dati $u_\sigma, v_\sigma, w_\sigma$ e che tutti gli altri u_i, v_i, w_i nei punti di σ si annullino.

Indicata poi con k una costante positiva, si formino le serie :

$$\begin{aligned}
 & u_0 + u_1 k + u_2 k^2 + \dots \\
 & v_0 + v_1 k + v_2 k^2 + \dots \\
 & w_0 + w_1 k + w_2 k^2 + \dots \\
 & \frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial u_1}{\partial x} k + \frac{\partial u_2}{\partial x} k^2 + \dots \\
 & \frac{\partial u_0}{\partial y} + \frac{\partial u_1}{\partial y} k + \frac{\partial u_2}{\partial y} k^2 + \dots \\
 & \frac{\partial u_0}{\partial z} + \frac{\partial u_1}{\partial z} k + \frac{\partial u_2}{\partial z} k^2 + \dots \\
 & \frac{\partial v_0}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial x} k + \frac{\partial v_2}{\partial x} k^2 + \dots \\
 & \dots \\
 & \frac{\partial w_0}{\partial x} + \frac{\partial w_1}{\partial x} k + \frac{\partial w_2}{\partial x} k^2 + \dots \\
 & \dots \\
 & \theta_0 + \theta_1 k + \theta_2 k^2 + \dots \\
 & \frac{\partial \theta_0}{\partial x} + \frac{\partial \theta_1}{\partial x} k + \frac{\partial \theta_2}{\partial x} k^2 + \dots \\
 & \dots \\
 & \frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2} k + \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial x^2} k^2 + \dots \\
 & \frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x \partial y} k + \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial x \partial y} k^2 + \dots \\
 & \dots
 \end{aligned}
 \tag{18}$$

La determinazione delle funzioni $u_0, v_0, w_0; u_1, v_1, w_1; \dots$, che noi supporremo sempre regolari insieme alle loro derivate dei primi tre ordini, dipende dalla risoluzione del *problema di Dirichlet* relativamente al campo S che si considera.

9. Supposto dimostrata in un modo qualsiasi la possibilità di tale risoluzione, indichiamo con c il massimo dei massimi

valori assoluti delle funzioni $u_0, v_0, w_0, \frac{\partial u_0}{\partial x}, \dots, \theta_0, \frac{\partial \theta_0}{\partial x}, \dots, \frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x^2}, \dots$. Allora si potrà scrivere:

$$(19) \quad u_0 \leq c, \quad v_0 \leq c, \quad w_0 \leq c, \quad \frac{\partial u_0}{\partial x} \leq c, \dots, \quad \theta_0 \leq c, \quad \frac{\partial \theta_0}{\partial x} \leq c, \dots, \quad \frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x^2} \leq c, \dots$$

Dalle formule (2), (2)', (3), (4), (5) della Parte I, risulterà intanto:

$$u_1 = \frac{1}{4\pi} \int_S \theta_0 \frac{\partial}{\partial x'} \left(g - \frac{1}{r} \right) dS, \quad v_1 = \frac{1}{4\pi} \int_S \theta_0 \frac{\partial}{\partial y'} \left(g - \frac{1}{r} \right) dS,$$

$$w_1 = \frac{1}{4\pi} \int_S \theta_0 \frac{\partial}{\partial z'} \left(g - \frac{1}{r} \right) dS,$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} = \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\partial \theta_0}{\partial x'} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r} - g \right) dS, \dots$$

$$\theta_1 = -\theta_0 - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta_0 \left(\frac{\partial g_1}{\partial x'} + \frac{\partial g_2}{\partial y'} + \frac{\partial g_3}{\partial z'} \right) dS,$$

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial x} = -\frac{\partial \theta_0}{\partial x} - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta_0 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial g_1}{\partial x'} + \frac{\partial g_2}{\partial y'} + \frac{\partial g_3}{\partial z'} \right) dS, \dots$$

$$\frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2} = -\frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x^2} - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta_0 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{\partial g_1}{\partial x'} + \frac{\partial g_2}{\partial y'} + \frac{\partial g_3}{\partial z'} \right) dS, \dots$$

per cui, se si osserva che gli integrali

$$\frac{1}{4\pi} \int_S \left| \frac{\partial}{\partial x'} \left(g - \frac{1}{r} \right) \right| dS, \quad \frac{1}{4\pi} \int_S \left| \frac{\partial}{\partial y'} \left(g - \frac{1}{r} \right) \right| dS, \quad \frac{1}{4\pi} \int_S \left| \frac{\partial}{\partial z'} \left(g - \frac{1}{r} \right) \right| dS,$$

$$\frac{1}{4\pi} \int_S \left| \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r} - g \right) \right| dS, \dots$$

$$1 + \frac{1}{4\pi} \int_S \left| \frac{\partial g_1}{\partial x'} + \frac{\partial g_2}{\partial y'} + \frac{\partial g_3}{\partial z'} \right| dS, \quad 1 + \frac{1}{4\pi} \int_S \left| \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial g_1}{\partial x'} + \frac{\partial g_2}{\partial y'} + \frac{\partial g_3}{\partial z'} \right) \right| dS,$$

$$1 + \frac{1}{4\pi} \int_S \left| \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{\partial g_1}{\partial x'} + \frac{\partial g_2}{\partial y'} + \frac{\partial g_3}{\partial z'} \right) \right| dS, \dots$$

si potrà scrivere per $k < \frac{1}{H}$:

$$(18)' \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial u_1}{\partial x} k + \frac{\partial u_2}{\partial x} k^2 + \dots \\ \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial v_0}{\partial y} + \frac{\partial v_1}{\partial y} k + \frac{\partial v_2}{\partial y} k^2 + \dots \\ \dots \dots \dots \\ \theta = \theta_0 + \theta_1 k + \theta_2 k^2 + \dots \\ \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{\partial \theta_0}{\partial x} + \frac{\partial \theta_1}{\partial x} k + \frac{\partial \theta_2}{\partial x} k^2 + \dots \\ \dots \dots \dots \\ \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2} k + \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial x^2} k^2 + \dots \\ \dots \dots \dots \end{array} \right.$$

10. La formola (1)' della Parte I ci dà :

$$u_i = \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\partial \theta_{i-1}}{\partial x'} \left(\frac{1}{r} - g \right) dS .$$

Per la funzione armonica u_0 , che per ipotesi nei punti di σ prende i valori u_σ , si ha poi :

$$u_0 = \frac{1}{4\pi} \int_\sigma u_\sigma \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{r} - g \right) d\sigma .$$

Da queste formole si ha, integrando per serie,

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4\pi} \int_S k \frac{\partial \theta}{\partial x'} \left(\frac{1}{r} - g \right) dS + \frac{1}{4\pi} \int_\sigma u_\sigma \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{r} - g \right) d\sigma = \\ & = \frac{1}{4\pi} \int_S k \left(\frac{\partial \theta_0}{\partial x'} + \frac{\partial \theta_1}{\partial x'} k + \frac{\partial \theta_2}{\partial x'} k^2 + \dots \right) \left(\frac{1}{r} - g \right) dS + \frac{1}{4\pi} \int_\sigma u_\sigma \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{r} - g \right) d\sigma = \\ & = \frac{1}{4\pi} \int_\sigma u_\sigma \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{r} - g \right) d\sigma + \frac{k}{4\pi} \int_S \frac{\partial \theta_0}{\partial x'} \left(\frac{1}{r} - g \right) dS + \frac{k^2}{4\pi} \int_S \frac{\partial \theta_1}{\partial x'} \left(\frac{1}{r} - g \right) dS + \\ & = u_0 + u_1 k + u_2 k^2 + \dots \end{aligned}$$

ossia :

$$u = \frac{1}{4\pi} \int_S k \frac{\partial \theta}{\partial x'} \left(\frac{1}{r} - g \right) dS + \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} u_{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{r} - g \right) d\sigma.$$

E poichè, come risulta dalle (18)", la funzione $\frac{\partial \theta}{\partial x'}$ per $k < \frac{1}{H}$ ha le derivate prime regolari, si avrà dal noto *teorema del Poisson* :

$$\Delta^2 u + k \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0 \quad (\text{nei punti di } S)$$

$$u = u_{\sigma} \quad (\text{di } \sigma)$$

Risultati analoghi si hanno per le altre due funzioni v, w ; sicchè riassumendo possiamo scrivere per $k < \frac{1}{H}$

$$(19) \quad \begin{cases} \Delta^2 u + k \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0 \\ \Delta^2 v + k \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0 \\ \Delta^2 w + k \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (\text{nei punti di } S)$$

$$u = u_{\sigma}, \quad v = v_{\sigma}, \quad w = w_{\sigma}, \quad (\text{nei punti di } \sigma)$$

In questo modo abbiamo dimostrato che le *equazioni* (19) ammettono per $k < \frac{1}{H}$ un sistema di integrali regolari (insieme alle loro derivate prime, alla corrispondente dilatazione e alle derivate prime e seconde di questa dilatazione) che si possono sviluppare in serie secondo le potenze di k e che nei punti di σ prendono i valori arbitrariamente dati $u_{\sigma}, v_{\sigma}, w_{\sigma}$.

Servendosi poi di un noto teorema (vedi ad es. mia cit. Mem., cap. III, § 2), risulta che il teorema precedente si può ancora enunciare per le equazioni della forma :

Ora le formule (11), (12), (14), (15) ci danno :

$$(23) \quad \left\{ \begin{aligned} u_1 &= \frac{1}{4\pi} \int_S \theta_0 \Sigma \frac{\partial}{\partial x'} (g_1' - u') dS, & r_1 &= \frac{1}{4\pi} \int_S \theta_0 \Sigma \frac{\partial}{\partial x'} (g_1'' - u'') dS \\ w_1 &= \frac{1}{4\pi} \int_S \theta_0 \Sigma \frac{\partial}{\partial x'} (g_1''' - u''') dS, \\ \frac{\partial u_1}{\partial x} &= \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma \frac{\partial (u' - g_1')}{\partial x} \cdot \frac{\partial \theta_0}{\partial x'} dS, & . & . & . & . \\ \theta_1 &= -\frac{1}{1+k_0} \theta_0 - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta_0 (\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''') dS, \\ \frac{\partial \theta_1}{\partial x} &= -\frac{1}{1+k_0} \frac{\partial \theta_0}{\partial x} - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta_0 \frac{\partial}{\partial x} (\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''') dS, \dots \\ \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2} &= -\frac{1}{1+k_0} \frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x^2} - \frac{1}{4\pi} \int_S \theta_0 \frac{\partial^2}{\partial x^2} (\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''') dS, \dots \end{aligned} \right.$$

Si osservi poi che le espressioni :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma \frac{\partial}{\partial x'} (g_1' - u') dS, & \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma \frac{\partial}{\partial x'} (g_1'' - u'') dS, \\ & \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma \frac{\partial}{\partial x'} (g_1''' - u''') dS, \\ & \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma \frac{\partial (u' - g_1')}{\partial x} dS, \dots \dots \frac{1}{1+k_0} + \frac{1}{4\pi} \int_S |\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma'''| dS \\ & \frac{1}{1+k_0} + \frac{1}{4\pi} \int_S \left| \frac{\partial}{\partial x} (\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''') \right| dS, \dots \dots \dots \\ & \frac{1}{1+k_0} + \frac{1}{4\pi} \int_S \left| \frac{\partial^2}{\partial x^2} (\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''') \right| dS, \dots \dots \dots \end{aligned}$$

sono certamente finite qualunque sia il valore finito di k_0 ; di modo che si può determinare una costante finita K_1 non minore di tutte queste espressioni, che dipenderà soltanto dal campo S e da k_0 . Ciò posto, avremo dalle (22), (23):

$$|u_1| \leq C \cdot K_1, \quad |v_1| \leq C K_1, \quad |w_1| \leq C K_1, \quad \left| \frac{\partial u_1}{\partial x} \right| \leq C K_1, \dots$$

$$|\theta_1| \leq C K_1, \quad \left| \frac{\partial \theta_1}{\partial x} \right| \leq C K_1, \dots \dots \left| \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2} \right| \leq C K_1, \dots \dots$$

Seguitando sempre nella stessa guisa, si avrà in generale:

$$|u_i| \leq C K_1^i, \quad |v_i| \leq C K_1^i, \quad |w_i| \leq C K_1^i, \quad \left| \frac{\partial u_i}{\partial x} \right| \leq C K_1^i, \dots$$

$$|\theta_i| \leq C K_1^i, \quad \left| \frac{\partial \theta_i}{\partial x} \right| \leq C K_1^i, \dots \dots \left| \frac{\partial^2 \theta_i}{\partial x^2} \right| \leq C K_1^i, \dots \dots$$

Queste disuguaglianze ci assicurano della convergenza in ugual grado in tutto S delle serie (21) finchè si ha $k < \frac{1}{K_1}$; per cui, posto anche qui:

$$(21)' \quad \left\{ \begin{array}{l} u = u_0 + u_1 k + u_2 k^2 + \dots \\ v = v_0 + v_1 k + v_2 k^2 + \dots \\ w = w_0 + w_1 k + w_2 k^2 + \dots \\ \theta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}, \end{array} \right.$$

risulterà:

$$(21)'' \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial u_1}{\partial x} k + \frac{\partial u_2}{\partial x} k^2 + \dots \\ \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial v_0}{\partial y} + \frac{\partial v_1}{\partial y} k + \frac{\partial v_2}{\partial y} k^2 + \dots \\ \dots \dots \dots \\ \theta = \theta_0 + \theta_1 k + \theta_2 k^2 + \dots \\ \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{\partial \theta_0}{\partial x} + \frac{\partial \theta_1}{\partial x} k + \frac{\partial \theta_2}{\partial x} k^2 + \dots \\ \dots \dots \dots \\ \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2} k + \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial x^2} k^2 + \dots \\ \dots \dots \dots \end{array} \right.$$

13. Le formole (1') ci danno per gli integrali u_i , r_i , w_i ($i = 1, 2, \dots$) delle equazioni (20):

$$u_i = \frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma} (u' - g_1') \frac{\partial^2 \xi_{i-1}}{\partial x^2} dS, \quad r_i = \frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma} (u' - g_1') \frac{\partial^2 \xi_{i-1}}{\partial x^2} dS,$$

$$w_i = \frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma} (u'' - g_1'') \frac{\partial^2 \xi_{i-1}}{\partial x^2} dS,$$

nelle quali il parametro k , dal quale dipendono le funzioni u' , r' , w' ; u'' , r'' , w'' ; u''' , r''' , w''' ; g_1' , g_1'' , g_1''' ; g_1'' , g_1''' , g_1'''' , ... ha il valore k_i .

Le formole (8), (8)' ci danno invece per gli integrali u_0 , r_0 , w_0 della prima terna delle equazioni (20):

$$u_0 = -\frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u' \left(\frac{\partial u_0}{\partial p} + k_0 \xi_0 \cos px \right) d\sigma - \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u_0 \left(\frac{\partial u'}{\partial p} + k_0 \xi' \cos px \right) d\sigma$$

$$r_0 = -\frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u' \left(\frac{\partial u_0}{\partial p} + k_0 \xi_0 \cos px \right) d\sigma + \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u_0 \left(\frac{\partial u'}{\partial p} + k_0 \xi' \cos px \right) d\sigma$$

$$w_0 = -\frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u'' \left(\frac{\partial u_0}{\partial p} + k_0 \xi_0 \cos px \right) d\sigma + \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u_0 \left(\frac{\partial u''}{\partial p} + k_0 \xi'' \cos px \right) d\sigma$$

Ora le funzioni g_1' , g_1'' , g_1''' ; g_1'' , g_1''' , g_1'''' ; g_1''' , g_1'''' , g_1''''' sono integrali delle equazioni (6)' che nei punti di σ coincidono rispettivamente con le funzioni u' , r' , w' ; u'' , r'' , w'' ; u''' , r''' , w''' ; per cui, applicando la formola (7) agli integrali u_0 , r_0 , w_0 e successivamente a ciascuna delle terne g_1' , g_1'' , g_1''' ; g_1'' , g_1''' , g_1'''' ; g_1''' , g_1'''' , g_1''''' ; si avranno tre formole che sottratte rispettivamente dalle precedenti ci danno ovviamente:

$$u_0 = \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u_0 \left[\frac{\partial (u' - g_1')}{\partial p} + k_0 (\xi' - \theta_0') \cos px \right] d\sigma,$$

$$r_0 = \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u_0 \left[\frac{\partial (u'' - g_1'')}{\partial p} + k_0 (\xi'' - \theta_0'') \cos px \right] d\sigma,$$

$$w_0 = \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u_0 \left[\frac{\partial (u''' - g_1''')}{\partial p} + k_0 (\xi''' - \theta_0''') \cos px \right] d\sigma,$$

nelle quali si è posto:

$$\theta_g' = \frac{\partial g_1'}{\partial x} + \frac{\partial g_2'}{\partial y} + \frac{\partial g_3'}{\partial z}, \quad \theta_g'' = \frac{\partial g_1''}{\partial x} + \frac{\partial g_2''}{\partial y} + \frac{\partial g_3''}{\partial z},$$

$$\theta_g''' = \frac{\partial g_1'''}{\partial x} + \frac{\partial g_2'''}{\partial y} + \frac{\partial g_3'''}{\partial z}.$$

14. Premesse queste formole, si ha, integrando per serie :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u_{\sigma} \left[\frac{\partial(u' - g_1')}{\partial p} + k_0(\psi' - \theta_g') \cos px \right] d\sigma + \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma k \frac{\partial \theta}{\partial x'} (u' - g_1') dS = \\ & = \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u_{\sigma} \left[\frac{\partial(u' - g_1')}{\partial p} + k_0(\psi' - \theta_g') \cos px \right] d\sigma + \\ & + \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma k \left(\frac{\partial \theta_0}{\partial x'} + \frac{\partial \theta_1}{\partial x'} k + \frac{\partial \theta_2}{\partial x'} k^2 + \dots \right) (u' - g_1') dS = \\ & = \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u \cdot \left[\frac{\partial(u' - g_1')}{\partial p} + k_0(\psi' - \theta_g') \cos px \right] d\sigma + \\ & + \frac{k}{4\pi} \int_S \Sigma (u' - g_1') \frac{\partial \theta_0}{\partial x'} dS + \frac{k^2}{4\pi} \int_S \Sigma (u' - g_1') \frac{\partial \theta_1}{\partial x'} dS + \dots \\ & = u_0 + u_1 k + u_2 k^2 + \dots, \end{aligned}$$

ossia:

$$u = \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma k \frac{\partial \theta}{\partial x'} (u' - g_1') dS + \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u_{\sigma} \left[\frac{\partial(u' - g_1')}{\partial p} + k_0(\psi' - \theta_g') \cos px \right] d\sigma;$$

e nello stesso modo:

$$\begin{aligned} v &= \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma k \frac{\partial \theta}{\partial x'} (u'' - g_1'') dS + \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u_{\sigma} \left[\frac{\partial(u'' - g_1'')}{\partial p} + k_0(\psi'' - \theta_g'') \cos px \right] d\sigma, \\ &= \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma k \frac{\partial \theta}{\partial x'} (u''' - g_1''') dS + \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \Sigma u_{\sigma} \left[\frac{\partial(u''' - g_1''')}{\partial p} + k_0(\psi''' - \theta_g''') \cos px \right] d\sigma. \end{aligned}$$

Intanto le formole (21)" ci dicono che le espressioni $\frac{\partial \theta}{\partial x'}$, $\frac{\partial \theta}{\partial y'}$, $\frac{\partial \theta}{\partial z'}$ sono derivabili ancora una volta rispetto a x' , y' , z' ; per cui potremo applicare agli integrali estesi ad S , che compariscono nelle tre formole precedenti, il teorema analogo a quello del Poisson ¹⁾, e così risulterà per $k < \frac{1}{K_1}$:

$$\Delta^2 u + k_0 \frac{\partial \theta}{\partial x} + k \frac{\partial \theta}{\partial x} = \Delta^2 u + (k_0 + k) \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0$$

$$\Delta^2 v + k_0 \frac{\partial \theta}{\partial y} + k \frac{\partial \theta}{\partial y} = \Delta^2 v + (k_0 + k) \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0$$

$$\Delta^2 w + k_0 \frac{\partial \theta}{\partial z} + k \frac{\partial \theta}{\partial z} = \Delta^2 w + (k_0 + k) \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0$$

nei punti di S , e nei punti di σ :

$$u = u_\sigma, \quad v = v_\sigma, \quad w = w_\sigma.$$

15. Nello stesso modo, indicando con k_1 una costante positiva diversa da zero e inferiore ad $\frac{1}{K_1}$ e con K_2 una certa quantità finita analoga alla K_1 , si avrà per $k < \frac{1}{K_2}$ nei punti di S :

$$\Delta^2 u + (k_0 + k_1 + k) \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0$$

$$\Delta^2 v + (k_0 + k_1 + k) \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0$$

$$\Delta^2 w + (k_0 + k_1 + k) \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0,$$

nei punti di σ :

$$u = u_\sigma, \quad v = v_\sigma, \quad w = w_\sigma.$$

Seguitando sempre nella stessa guisa, e indicando con K_3 , K_4 , ... K_i delle costanti finite analoghe alle K_1 , K_2 e con

1) V. mia cit. Mem., Cap. III, § 1.

k_0, k_1, \dots, k_{i-1} delle costanti positive diverse da zero ed inferiori rispettivamente alle espressioni $\frac{1}{K_0}, \frac{1}{K_1}, \dots, \frac{1}{K_{i-1}}$, si arriverà a dimostrare l'esistenza di tre funzioni regolari per $k < \frac{1}{K_i}$, le quali nei punti di S soddisfano alle equazioni:

$$\Delta^2 u + (k_0 + k_1 + \dots + k_{i-1} + k) \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0$$

$$\Delta^2 v + (k_0 + k_1 + \dots + k_{i-1} + k) \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0$$

$$\Delta^2 w + (k_0 + k_1 + \dots + k_{i-1} + k) \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0,$$

nei punti di σ alle altre:

$$u = u_\sigma, \quad v = v_\sigma, \quad w = w_\sigma.$$

È chiaro che con questo procedimento si può arrivare ad un valore prestabilito qualsiasi della somma $k_0 + k_1 + k_2 + \dots + k_{i-1} + k$ di modo che si può enunciare il seguente teorema: *Qualunque sia il valore positivo del parametro k , esiste sempre una terna ed una sola di integrali regolari delle equazioni indefinite*

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta^2 u + k \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0 \\ \Delta^2 v + k \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0 \\ \Delta^2 w + k \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0, \end{array} \right. \quad \left(\theta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)$$

che nei punti di σ prende valori dati ad arbitrio.

**SULL' ASSORBIMENTO DELLA LUCE PER PARTE DI UN GAS
POSTO NEL CAMPO MAGNETICO.**

Nota del Prof. A. RIGHI ¹⁾.

Scopo della ricerca.

In due precedenti Note ²⁾ ho riferito i risultati ottenuti, studiando il fenomeno Zeeman per assorbimento mediante luce polarizzata. Quantunque il nuovo metodo di ricerca, così da me iniziato, abbia già dato ottimi frutti, per opera dei signori Macaluso e Corbino ³⁾, dei signori Voigt e Viechert ⁴⁾ e del signor Cotton ⁵⁾, ho creduto di doverlo riprendere appena venuto in possesso di un ottimo reticolo Rowland di grande modello.

Prima di tutto desideravo constatare direttamente il fenomeno Zeeman nell'iponazotide o in qualche altro di quei vapori, nei quali, col mio metodo dei nicol incrociati, avevo dimostrato l'esistenza del fenomeno stesso. In secondo luogo desideravo verificare la produzione delle righe luminose sdoppiate ⁶⁾, che deve osservarsi esaminando lo spettro della luce uscente dai nicol incrociati della mia esperienza.

In qualcuna delle esperienze da me descritte, la detta luce fu bensì esaminata mediante un piccolo spettroscopio a visione diretta; ma con tale strumento non era possibile osservare quello sdoppiamento d'una riga d'assorbimento in due righe luminose. Il solo scopo dell'esperienza fatta in tal modo era quello di scoprire in quali parti dello spettro d'assorbimento si produceva il fenomeno Zeeman.

1) Dalla R. Accademia delle Scienze dell'Istituto di Bologna. Adunanza del Maggio 1899.

2) Nuovo Cimento, serie 4., vol. 8, pag. 102 e vol. 9, pag. 295.

3) Rend. della R. Acc. dei Lincei, 20 Novembre 1898, 8 Gennaio e 5 Febbraio 1899.

4) Gött. Nachr. 1898, Heft 4, p. 9.

5) Comp. Rend. 30 Janvier 1899, pag. 294.

6) Salvo contraria indicazione suppongo sempre in questo scritto che la luce bianca, che attraversa il gas assorbente, sia diretta parallelamente alle linee di forza.

592 e 592,4¹⁾). Questi gruppi, formati da righe pallide e vicine, sembrano trasformarsi in una sfumatura quasi uniforme, nell'atto in cui si crea il campo magnetico.

Oltre a ciò ho constatato, che certe righe mostrano il fenomeno Zeeman in modo assai più distinto. Così la riga $\lambda = 574,6$, che si può studiare bene perchè lontana da altre egualmente marcate, ingrossa visibilmente, e la riga $\lambda = 575,3$ alquanto oscura e un po' sfumata, si allarga alquanto, quando si eccita l'elettrocalamita.

Ma c'è una riga, la cui lunghezza d'onda è 584,4, assai oscura e ben distinta dalle vicine, la quale mi sembrò divenire doppia in larghezza per effetto del campo, rimanendo oscura come prima nel mezzo, e presentando i lati allargati meno oscuri. Questa riga mostra dunque in modo evidente il fenomeno aspettato, e non è a credersi che ciò provenga solo dall'essere ben distinta dalle vicine. Infatti, a poca distanza da essa si notano due righe $\lambda = 585,4$ e $\lambda = 585,6$ altrettanto ben definite, che sembrano non subire modificazione alcuna, e così dicasi della riga $\lambda = 617,2$ assai oscura e lontana da altre righe.

Mentre dunque il fenomeno Zeeman nell'ipoazotide rimane così direttamente dimostrato, risulta pure dalle mie esperienze che le varie righe di questo corpo subiscono in grado diversissimo l'azione del campo magnetico.

Ho sperimentato anche con linee di forza magnetiche perpendicolari al fascio luminoso. Le vibrazioni erano allora inclinate a 45° sulle linee di forza. In questo caso ogni riga d'assorbimento dev'essere surrogata da tre (o più) righe meno oscure, le quali, se non siano abbastanza separate, devono dare, come nel caso precedente, un semplice ingrossamento della riga primitiva. Questo è quanto ho appunto osservato coll'ipoazotide, in quelle stesse righe o gruppi di righe, che avevano mostrato di risentire maggiormente l'azione del campo magnetico nel caso della luce parallela alle linee di forza.

1) Le lunghezze d'onda sono espresse in milionesimi di millimetro. In centimetri si avrebbero 5920.10^{-8} e 5924.10^{-8} .

THE NEW YORK
PUBLIC LIBRARY
ASTOR LENOX
TILDEN

vogire. Ciò posto, basta sostituire all' analizzatore ordinario l' analizzatore circolare per vedere diventare quasi completamente nera una certa regione della riga allargata, ove prima si aveva luce di una certa intensità. Cambiando segno all' angolo formato fra le sezioni principali della lamina quarto-d' onda e del nicol, ossia cangiando il segno dell' analizzatore circolare, oppure invertendo il campo, la regione che da luminosa diviene quasi nera cambia parte, rispetto all' asse della riga. Ho osservato, come ho detto più sopra, questo effetto anche con righe larghe $\frac{1}{4}$ dell' intervallo fra D_1 e D_2 . Dunque

anche in questo caso la polarizzazione ellittica diviene quasi circolare, e cioè anche in questo caso si constata lo sdoppiamento della riga primitiva, che a prima vista è dissimulato dal fenomeno rotatorio.

Nel caso poi delle fig. 1 e 2, cioè con righe sottili, entrambe le regioni a vibrazioni circolari o quasi sono rese in pari tempo visibili dall' analizzatore circolare, giacchè mentre una diviene nera, l' altra diventa più luminosa del resto dello spettro.

Ho voluto osservare il fenomeno anche con righe molto più larghe di quelle adoperate dai signori M. e C., ma non ho avuto risultati degni di menzione speciale. In vero non ho fatto che due prove. Ecco tuttavia in qual modo sono giunto ad ottenere righe d' assorbimento larghissime.

Un tubo A B (fig. 4) chiuso con sottili vetri piani e munito di due tubi laterali C e D verso le estremità, e di un

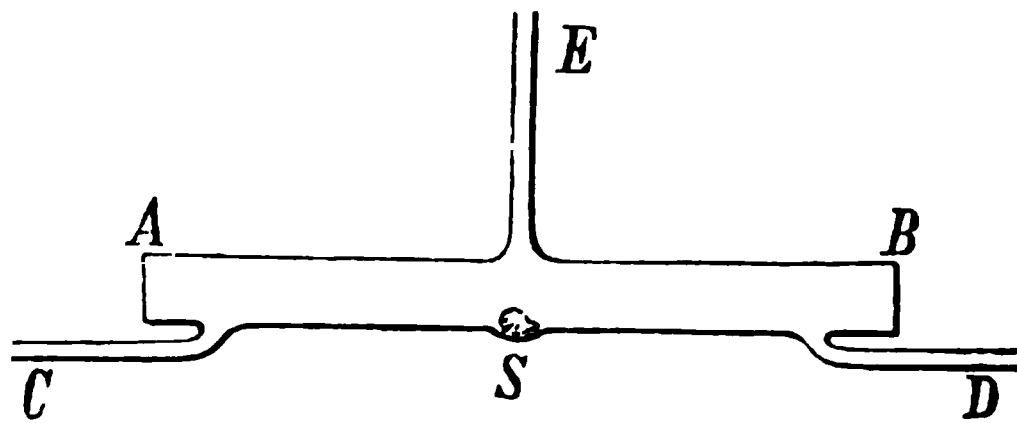


Fig. 4.

tubo E ad angolo retto nel mezzo, contiene in S un pezzetto di sodio. Il tubo è introdotto nel canale praticato secondo l' asse dell' elettrocalamita, in modo che la parte S resti fra i poli.

ad attraversare due volte una lamina quarto-d'onda debitamente orientata. Ma stante le perdite d'intensità inevitabili, non posso dire di avere ottenuto la desiderata conferma.

BREVE REPLICA ALLA RISPOSTA DEL DOTT. ERCOLINI ¹⁾,
di TITO MARTINI.

Non ho mai messo in dubbio le conclusioni del Dott. Ercolini che sono evidentissime; volli invece giustificare una mia affermazione. Nelle ricerche sperimentali, da me fatte, usai un peso d'acqua costante raccolto nello spazio anulare del calorimetro; e versando sulla polvere un peso variabile di liquido, misurai il calore svolto dall'azione dei due corpi che è capace di produrre un riscaldamento T . Perciò i numeri, registrati nelle mie tabelle, non rappresentano la totalità dell'effetto, ma quello indicato dal prodotto $M(t_1 - t)$, dove M è la massa d'acqua, compresi il calorimetro ridotto in acqua, t la temperatura iniziale e t_1 quella finale. Per ottenere l'effetto totale, di cui parlo a pag. 35 della mia Memoria, bisognerebbe aggiungere, al prodotto precedente, l'altro $(pc + p_1c_1)(t_1 - t)$ dove p e p_1 sono i pesi della polvere e del liquido versato ²⁾, c e c_1 le loro capacità termiche e ciò nella ipotesi che queste abbiano conservato il loro valore. Posto $t' - t = \theta$ l'espressione

$$M\theta + (pc + p_1c_1)\theta = Q = pk,$$

viene a coincidere con quella del Dott. Ercolini.

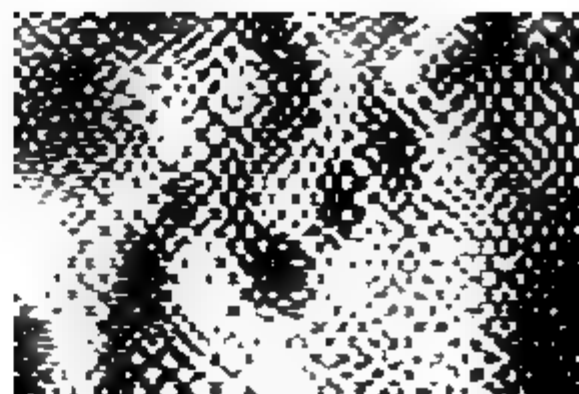
Ho creduto conveniente di chiarire questo punto perchè forse vi fu equivoco nella interpretazione dei miei risultamenti. Non è dunque erroneo quanto affermai a pag. 33; piuttosto, cosiffatta affermazione, si potrebbe ritenere superflua.

Per non abusare dello spazio gentilmente concessomi fo punto e ringrazio il Dott. Ercolini di essersi occupato con tanto interesse delle mie ricerche.

Venezia, Luglio 1899.

1) N. Cimento, Giugno 1899.

2) Il liquido da versare stava raccolto in una provetta di vetro, a pareti sottili, tenuta per parecchie ore nell'acqua del calorimetro.



dove $c = 2r$ se l'apertura del risonatore è circolare e di raggio r , e $c = 2\sqrt{\alpha\beta} \left(1 + \frac{e^2}{64} + \dots\right)$ se l'apertura è ellittica di assi α e β e di eccentricità e , X è la massa d'aria uscente dal risonatore in un dato istante, a è la velocità di propagazione del suono nell'aria, v è il volume del risonatore nell'istante che si considera, K è il coefficiente di smorzamento.

L'integrale generale della (1) ci rappresenta il movimento della massa d'aria nel risonatore come la sovrapposizione di due movimenti, il primo corrispondente al tono proprio del risonatore, il secondo corrispondente al tono eccitato in esso dalla sorgente esterna. Le vibrazioni di questo tono corrispondono ad un'equazione della forma:

$$X = \frac{F \cos(b t + \alpha)}{\sqrt{\left(\frac{a^2}{v} - \frac{b^2}{c}\right)^2 + b^2 k^2}},$$

dove

$$\alpha = \arctan \frac{b k}{\frac{a^2}{v} - \frac{b^2}{c}},$$

Si faccia ora variare il periodo di vibrazione del risonatore mutandone per es. le dimensioni e lasciando fisso tutto il resto, e invece della massa X d'aria uscente dal risonatore si consideri la corrispondente variazione nella pressione esercitata sul fondo del risonatore, variazione periodica che sarà della forma $P \cos(b t + \alpha)$.

Se ora si chiamano p e p_0 le pressioni esercitanti sul fondo rispettivamente quando il risonatore è in quiete e quando il risonatore è in moto, si ha:

$$p_0 - p = P \cos(b t + \alpha),$$

donde ricavando P e tenendo presente che

$$p - p_0 = -\frac{a^2 X}{v},$$

si ottiene

$$P = \frac{a^2 F}{\sqrt{\left(a^2 - \frac{b^2 v}{c}\right)^2 + b^2 k^2 v^2}},$$

III. I coefficienti di smorzamento sono sensibilmente uguali per i fori ellittici e in genere poco differenti dai corrispondenti per il foro circolare; anzi con alcuni orli si può ritenere vi sia l'eguaglianza.

IV. Anche in questo risonatore, come già notò il Leiberg per i suoi, dalla piccolezza del coefficiente di smorzamento delle vibrazioni si rileva come l'intervallo fra tono proprio e tono del massimo di risonanza sia poco differente da $\frac{885}{886}$, limite, secondo Helmholtz, della percettibilità.

LIBRI NUOVI.

LA THÉORIE DE MAXWELL ET LES OSCILLATIONS HERTZIENNES,
par H. POINCARÉ.

(Georges Carré e C. Naud, éditeurs, Paris).

È un libretto di circa 80 pagine.

In esso l'A. ha trattato un così importante argomento in modo facile e popolare, escludendo l'analisi e conservando ciò non ostante la massima esattezza.

Dopo di aver dimostrato con una serie di paragoni, che i fenomeni di elettrostatica e di elettro-dinamica obbediscono alle stesse leggi che regolano i fenomeni meccanici, viene successivamente a parlare dei rapporti che esistono tra la luce e l'elettricità, della teoria di Maxwell, delle oscillazioni elettriche, delle esperienze di Hertz, dei vari modi di osservazione delle onde elettriche, del loro modo di propagazione e in fine delle onde a breve periodo e dell'imitazione dei fenomeni ottici.

Il libro è denso e concettoso, in esso si trovano rammentate e discusse le più importanti esperienze, anche recentissime, sui vari argomenti di cui tratta.

La chiarezza con cui è scritto, il modo popolare e la precisione con cui son trattate le varie parti, fanno sì che esso costituisca un'opera veramente pregevole.

L. MAGRI.

PRÉCIS DE PHYSIQUE INDUSTRIELLE,
par le Professeur H. PÉCHEUX.

(Paris, Librairie J. B. Baillière et fils).

Questo volumetto edito con molta eleganza è dedicato agli allievi delle scuole industriali e di commercio. Però per la sua semplicità e chiarezza, resa ancor più grande da numerosissime figure, può essere di molta utilità a chiunque voglia rendersi ragione dei fenomeni che spesso si osservano nella vita pratica e che voglia conoscere le più importanti applicazioni della fisica.

Nella prima parte l'A. espone le nozioni fondamentali della fisica, servendosi nelle dimostrazioni del solo metodo sperimentale. Sono rese molto semplici e chiare le descrizioni degli apparecchi e di tutte quelle macchine che specialmente sono impiegate nelle industrie.

Nella seconda parte tratta delle principali applicazioni all'industria delle varie parti della fisica, estendendosi maggiormente sopra quelle dell'elettricità. Espone tutte le numerose e svariate applicazioni della corrente elettrica, e tutte le più recenti scoperte fra le quali il telegrafo senza fili, il grafono ed i raggi Röntgen.

P. G. MELANI.

TRAITÉ DE MONOGRAPHIE
di MAURICE D'OCAGNE.

(Un volume in 8, 480 pag. con 177 fig. o una tavola. Prezzo L. 14. Rilegato in cuoio L. 17. — Gauthier-Villars, Parigi, 1899).

Questo trattato contiene estesamente sviluppata la teoria della rappresentazione grafica delle equazioni a più variabili in vista della costruzione degli abbacchi.

I diversi tipi usuali di abbacchi formano l'oggetto di studio abbastanza completi, resi più facili da numerosi esempi pratici.

A base della teoria è posta la nozione di scala d'una funzione, che l'A. approfondisce subito per applicarla nel capitolo

ecc. una grossezza, e quindi di misurare, in lunghezza d'onda, delle distanze di più decimetri.

Non è possibile dare un breve cenno di questi metodi.

BRILLOUIN M. *Teoria molecolare dell' attrito dei solidi levigati* (pp. 433-457). — Si crede comunemente che l'attrito dei solidi sia inesplicabile mediante l'azione delle forze centrali, funzioni della sola distanza delle molecole due a due. L'A. si propone di dimostrare che, al contrario, nello strisciamento relativo di due corpi solidi levigati, una parte del lavoro motore si converte in forza viva di movimenti molecolari, impercettibili come movimenti, percettibili come calore.

L'esempio più comune di conversione di lavoro motore in movimento oscillatorio è quello del porre in movimento un ago calamitato M sospeso ad un filo di torsione, o soggetto all'azione direttrice della terra, mediante lo spostamento lento di una calamita A, secondo un certo cammino, riportandola poi alla posizione primitiva con la stessa orientazione.

Se il cammino descritto da A è assai lontano da M, questo, deviato, ritorna, insieme con A, alla sua orientazione iniziale senza velocità.

Se il cammino percorso da A si avvicina molto ad M, questo prima è deviato, segue gli spostamenti di A, e la stabilità del suo equilibrio si accresce, passa per un massimo, poi decresce e si annulla.

Allora M si precipita verso una nuova posizione d'equilibrio stabile, si mette ad oscillare e seguita mentre si riporta A alla sua posizione iniziale.

Il lavoro totale speso per muovere A lungo un cammino chiuso è nullo nel primo caso; nel secondo caso ha un valore variabile col cammino percorso e uguale all'energia oscillatoria comunicata ad M.

La descrizione di questa esperienza basta per formulare il seguente principio:

« Un sistema meccanico isolato, soggetto a deformazioni lente e che si possono credere reversibili finchè non si esamina la stabilità degli stati d'equilibrio la successione dei quali costituisce il ciclo, diviene la sede di fenomeni irreversibili, allorchè il ciclo comprende degli stati instabili ».

L'energia cinetica che risulta da questi stati instabili ha un segno fisso, indipendente dal senso con cui si percorre il ciclo. Se si trascura di valutare questa energia cinetica, si può credere ad una scomparsa d'una parte di lavoro motore.

DEWAR JAMES. *Sul punto d'ebollizione dell'idrogeno liquido sotto pressione ridotta* (pp. 5-12). L'idrogeno liquido, come gli altri liquidi, deve bollire ad una temperatura tanto più bassa quanto la pressione sotto la quale è volatilizzato è più debole. L'A., fondandosi sui dati ottenuti da un termometro a filo di platino in altre sue misure sul punto d'ebollizione dell'idrogeno, trova due formule dalle quali si deduce che l'ebollizione sotto 25 mm. di pressione deve ridurre il punto d'ebollizione di 10° C., essendo il punto d'ebollizione assoluto dell'idrogeno, alla pressione atmosferica, 35° . Le esperienze istituite in proposito hanno presentato delle grandissime difficoltà dovute sia alla conducibilità pel calore dei conduttori, sia all'inefficacia dell'isolamento calorifico e al solidificarsi dell'aria sul filo termometrico. Trova che quando il termometro a resistenza di platino arriva ad una resistenza limite, a circa 35° assoluti, come pure a temperature inferiori, non cambia più di resistenza. Con un filo di lega platino-rodio il fatto non si è verificato, ciò che può spiegarsi pensando che la lega rodio-platino diminuisce meno rapidamente e resta molto più grande di quella del platino in condizioni simili, e perciò la curva di resistenza devierà meno di quella del platino dalla linea retta. L'A. ripete l'esperienza con un termometro a idrogeno, a volume costante e sotto debole pressione. Sicchè ha tre determinazioni pel punto d'ebollizione dell'idrogeno: con una resistenza di platino puro, trova 35° assoluti; con la lega rodio-platino, 27° ; col termometro a idrogeno 21° . Pare risulti che il punto d'ebollizione dell'idrogeno è realmente più basso di quello che fin qui credevasi.

DEWAR JAMES. *Applicazione dell'idrogeno liquido alla produzione dei grandi vuoti e loro esame spettroscopico* (pp. 12-22). — Per produrre dei vuoti molto spinti l'A. immerge l'estremità del tubo che deve vuotarsi nell'idrogeno liquido; l'aria in esso contenuta gela e non resta nel recipiente alcuna pressione apprezzabile, tanto che esso presenta una grande resistenza al passaggio della scarica, e il vetro ha un'alta fosforescenza. L'A. esamina allo spettroscopio vari tubi preparati in tal modo, ed in alcuni trova la riga del nuovo elemento al quale Ramsay ha dato il nome di *neon*; in altri trova le due linee del *cripton*. Con questo metodo si possono rintracciare tutte le materie più volatili contenute nell'atmosfera.

CROVA A. *Nota sull'attinometro a alcool* (pp. 22-38). — L. descrive minutamente molti perfezionamenti portati al suo attinometro ad alcool, il quale, così perfezionato, permette di fare in poco tempo molte osservazioni, e quindi con esso si può seguire



molecolari ϕ , i volumi specifici v , e le densità D rispetto all'aria dei gas e vapori mediante le formole:

$$\phi = \frac{10^3 - y}{10^3 + (e-1)z + (e-1)u}; \quad v = \frac{RT}{Mp} \phi; \quad D = \frac{1}{28,973} \frac{M}{\phi}$$

y , z e u essendo funzioni empiriche dell'inversa della temperatura ridotta, ed $e = \frac{1}{76}$ della pressione ridotta.

Nella prima parte di questa memoria l'A. si propone di vedere fino a qual punto la prima formula può estrapolarsi e la applica ad esperienze eseguite sull'isopentano, sull'etere, sul solfuro di carbonio e sul vapore d'acqua, pel quale ultimo giunge a concludere che a misura che ci si avvicina alla saturazione, quando vi siamo molto vicini, si produce una condensazione di natura chimica, cioè un assorbimento d'acqua dai prodotti di decomposizione del vetro.

Nella seconda parte l'A. studia i vapori anomali, cioè quei vapori pei quali la densità trovata sperimentalmente o è inferiore alla teorica, ed allora si ha la dissociazione, o è superiore, e allora si ha polimerazione. Considera la dissociazione del cloro a temperature elevate e dell'ipoazotite, ed infine la polimerazione del vapore d'acido acetico.

G. ERCOLINI.

The Physical Review. Marzo a Giugno 1899.

MAC GREGOR J. G. *Sulla applicabilità della teoria della dissociazione alla elettrolisi di soluzioni acquose contenenti due elettroliti con un ione comune* (pp. 129-140). — Fondandosi sulle ricerche fatte recentemente da alcuni sperimentatori sulla elettrolisi di soluzioni acquose contenenti due elettroliti con un ione comune, l'A. si propone di studiare l'effetto prodotto sullo stato di ionizzazione di un elettrolita in soluzione dall'aggiunta di quantità diverse di un secondo elettrolita. Quantunque le osservazioni siano soggette a grandi errori per la determinazione del coefficiente di ionizzazione, pure in molti casi l'A. ha potuto appurare che l'effetto prodotto sullo stato di ionizzazione di un elettrolita dalla presenza di un altro nella stessa soluzione, è conforme a quello richiesto dalla teoria della dissociazione.

L'A. determina i coefficienti di ionizzazione delle soluzioni complesse indipendentemente dai risultati elettrolitici, calcola la quantità relativa dei singoli ioni trasportati dalla corrente secondo la teoria, e confronta i valori calcolati con quelli osservati. Applica

la lettura della quantità osservata. Sia x quest' ultima ed y quella da misurarsi, cioè la lettura dello strumento, e poniamo $y = f(x)$.

Da questa si ha:

$$\frac{dy}{y} = \frac{f'(x) dx}{f(x)}.$$

Il secondo membro è la variazione di y dovuta alla variazione dx di x , e il primo membro dà perciò l' errore percentuale in y dovuto all' errore dx nel leggere x . Perchè l' errore nella quantità determinata dalla misura di x sia il minore possibile, bisogna che $\frac{dy}{y}$ sia un minimo, il che porta alla condizione:

$$f(x) f''(x) = [f'(x)]^2.$$

L'A. applica il metodo alla misura di una resistenza col ~~re-~~cordo, e alla bussola delle tangenti.

NICHOLS E. L. *Nota sul coefficiente di dilatazione del ghiaccio* (pp. 184-186). — La bibliografia dell' argomento mostra che pel coefficiente di dilatazione del ghiaccio si hanno numeri molto discordanti, oscillanti da 0,0000350 a 0,0000530. L'A., approfittando del freddo Febbraio di quest' anno, ha ripreso la determinazione, e adopra la macchina divisoria munita di due microscopi con micrometro oculare. La media di molte determinazioni dà pel coefficiente di dilatazione del ghiaccio a circa -10° il valore: $0,0000540 \pm 0,000002$.

WAITNER W. e MALLORY F. *Confronto del termometro a mercurio del Rowland con un termometro a platino Callendar-Griffith; confronto del termometro a platino con un termometro Tonnelot campionato al Bureau International, e riduzione del valore Rowland dell' equivalente meccanico del calore alla scala ad azoto di Parigi* (pp. 193-236). — È una lunga memoria che non si presta ad un breve riassunto.

BARRY MAC NUTT. *Forze elettro motrice di polarizzazione di pile elettrolitiche per correnti di piccolissima densità* (pp. 237-244). — In una cellula elettrolitica che ha due elettrodi di zinco immersi nel solfato di zinco, o due elettrodi di rame immersi nel solfato di rame, o due elettrodi di argento immersi nel nitrato d' argento, se gli elettrodi hanno la identica composizione chimica, e non c' è concentrazione dell' elettrolita agli elettrodi, la contro f. e. m. è zero. Ora questa parte di f. e. m. di un elettrolita espressa da R_i , è proporzionale alla corrente, e perciò può trascurarsi per piccolissime correnti. Dunque le f. e. m. totale E di-

proporzionale all'intensità dell'azione elettrica che si esercita su di essi; e trova le equazioni cui deve soddisfare tale intensità in ogni punto di un gas contenente ioni carichi. Tali equazioni non si possono integrare nel caso generale: ma l'A. ne dà le soluzioni per alcuni casi particolari interessanti.

Un metodo conveniente di misurare la velocità degli ioni è quello di produrli in una regione, e di misurar l'intensità elettrica in due punti di una regione dove non si producono ioni, ma nel quale possono, sotto l'azione del campo, giungere solamente gli ioni di una specie.

Per es. se A e B sono due lastre metalliche parallele immerse in un gas, e si suppone che in uno strato LM fra esse vi sia produzione di ioni o per raggi Röntgen, o per luce ultravioletta ecc., e si suppone che il gas fra LM e B sia difeso dall'ionizzazione; allora se A e B son riunite ai poli di una batteria, una corrente passerà pel gas, e nella regione fra LM e B si avrà trasporto di ioni di un sol segno, che sarà positivo se A è positiva, e negativo se A è negativa. Pel valore dell'intensità elettrica X alla distanza K da LM, se i è la corrente e C una costante, si ha nel caso che la lastra A sia positiva:

$$X = \frac{4 \pi i}{K_1} x + C$$

essendo $K_1 X$ la velocità degli ioni positivi. Analogamente, pel caso in cui la lastra A sia negativa, si trova la velocità $K_2 X$ degli ioni negativi.

Dalla distribuzione dell'intensità X nel campo, si può anche dedurre in quali regioni si ha ionizzazione e in quali ricombinazione di ioni; poichè l'A. trova che si ha

$$\frac{d^2 X^2}{dx^2} = 8 \pi e (q - x n_1 n_2) \left(\frac{1}{K_1} + \frac{1}{K_2} \right)$$

essendo e la carica di un ione, q il numero degli ioni $+$ o $-$ prodotti nell'unità di volume nell'unità di tempo, n_1 ed n_2 il numero degli ioni $+$ e $-$ presenti, ed $x n_1 n_2$ il numero di ioni che si ricombinano in un punto dove l'intensità elettrica ha il valore X. Poichè $q - x n_1 n_2$ ha lo stesso segno di $\frac{d^2 X^2}{dx^2}$, si vede

che dove la curva rappresentativa di X avrà la convessità rivolta verso l'asse delle x vi sarà eccesso di ionizzazione: prevarrà invece la ricombinazione, dove la curva volgerà la concavità all'asse delle x .

electron, ma ritenendoli associati ad un atomo per formare gli ioni. Ma se i fenomeni elettrici si debbono spiegare coll' intervento dei soli electron, bisogna che si ammetta l' esistenza di electron liberi. Se due electron di segno opposto si uniscono, si avranno le particelle neutre dell' etere.

L'A. ritiene che nel fascio catodico, insieme ad alcuni ioni si trovino in molto maggior numero degli electron liberi, che sono dotati d' energia e che si muovono con velocità quasi uguale a quella della luce. Quando questi electron cadono su una lamina metallica sottile, potranno attraversarla perchè sono piccolissimi di fronte alle distanze molecolari; ma uscendo dalla lamina dovranno diffondersi in tutte le direzioni, costituendo i raggi Lenard, i quali debbon godere della proprietà dei raggi catodici. Di fatti ciò accade; e di più, come i raggi catodici, anche quelli di Lenard danno origine ai raggi di Röntgen. Il Thomson crede che questi raggi Röntgen consistano in una serie di pulsazioni elettromagnetiche provocate dal subitaneo arresto del movimento degli ioni; l'A. invece ritiene che i raggi Röntgen siano dovuti alle vibrazioni interne degli electron, i quali, essendo dotati d' inerzia, avranno una data forma e saranno costituiti da parti diverse, che potranno avere moti relativi fra loro. L' incontro di un electron con un atomo sarebbe la causa dell' eccitazione di tali vibrazioni interne, che sarebbero quindi originate dovunque i raggi catodici o di Lenard sono assorbiti. Per spiegare i fenomeni presentati dai raggi Röntgen, bisogna poi ammettere che le vibrazioni interne degli electron sieno di periodo brevissimo, in modo da potersi propagare fra gli interstizi molecolari senza interessare le molecole dei corpi. I raggi di diverso potere penetrante che possono aversi da differenti tubi o da diversi modi di eccitazione, sarebbero finalmente spiegati dall'A. ammettendo che le vibrazioni interne degli electron sieno accompagnate da alcune armoniche più o meno intense.

E poichè la differenza fra catodo ed anodo è dovuta all' attrazione maggiore che gli atomi metallici esercitano sugli electron positivi, sotto una data tensione si ecciteranno soltanto raggi catodici; ma l'A. ritiene che elevando sufficientemente la tensione, anche dall' anodo potrebbero partire raggi anodici, trasportanti elettricità positiva, e capaci di eccitare raggi Röntgen come i raggi catodici.

LEHFELDT R. A. *Proprietà dei miscugli liquidi* (pp. 284-296). — L'A. ha determinato la pressione del vapore di un miscuglio di due liquidi, che a temperatura ordinaria sono incompletamente miscibili; e specialmente la determinazione è stata fatta al punto

più piccolo. All'infuori di queste ricerche non ne esistono altre, che io mi sappia, su questo argomento; e mi sembrò interessante l'occuparmene anche in vista del contributo che i risultati possono portare al nesso fra le proprietà meccaniche dei metalli e la loro conducibilità elettrica o calorifica.

I fili metallici da me studiati erano avvolti a doppia spirale su un cilindretto di ebanite lungo il solco di due eliche fra loro parallele segnate su di esso. Questo cilindro di ebanite è portato dalla pinzetta termoelettrica rame-pachfong che mi servì già in ricerche anteriori ¹⁾: due larghe spaccature praticate in corrispondenza della saldatura della pinzetta permettevano a quest'ultima di seguire le variazioni di temperatura dell'olio nel quale il filo era immerso. Le estremità del filo poi erano saldate l'una alla pinzetta stessa, e l'altra al pezzo d'ottone che porta la pinzetta essendo quest'ultima isolata elettricamente dall'ottone nel modo già descritto nel lavoro citato. Il tutto fu posto nel blocco laboratorio Cailletet e la pressione fu esercitata con un torchio Cailletet della portata di mille atmosfere e munito di un manometro metallico Bourdon diviso di 10 in 10 atmosfere. Il blocco laboratorio era immerso in un bagno ad acqua della capacità di una decina di litri. La resistenza del filo venne misurata col metodo del ponte di Wheatstone mediante un galvanometro Thomson: e la intensità della corrente termoelettrica che serve a misurare la temperatura nell'interno del blocco laboratorio, fu determinata con un buon galvanometro Magnus a riflessione ²⁾. Infine la seconda saldatura della pinzetta si trovava nel bagno che circonda il blocco laboratorio, e la sua temperatura era data da un termometro Geissler diviso in decimi. Uno studio accurato della pinzetta termoelettrica e del coefficiente di temperatura della resistenza di ciascun filo studiato, mi permise di ridurre tutti i risultati ottenuti nelle singole serie, a quel che si sarebbero avuti se la temperatura durante le esp

1) S. Lussana. Contributo allo studio della resistenza elettrica delle soluzioni (N. Cim. (4), V, 1897).

2) Questo galvanometro lo devo alla gentilezza del Prof. Bocci direttore dell'Istituto fisiologico.

mente poco, e l'equilibrio si raggiunge in un tempo abbastanza breve. Lo mostra la seguente tabellina, nella quale la prima colonna indica il tempo trascorso fra l'istante in cui fu levata la pressione di 500 atmosfere alla quale il filo era assoggettato e quello d'osservazione; la seconda colonna indica la resistenza del filo ridotta alla temperatura di 9° ; la terza infine dà il rapporto (ρ) fra la resistenza osservata e quella che il filo assume in definitiva nelle condizioni in cui si trova. L'azione della pressione era durata 59 minuti ¹⁾.

Filo di platino; diam. mm. 0,075; $t = 9^{\circ},00$

| Tempo in minuti | Resisten. in ohm | ρ | Tempo in minuti | Resisten. in ohm | ρ | Tempo in minuti | Resistenza in ohm | ρ |
|-------------------------------|------------------------|----------|-----------------------|------------------------|----------|-----------------------|-------------------------|--------|
| | Ω | | | Ω | | | | |
| 2 ^m | 66,431 | 1,001415 | 19 ^m | 66,342 | 1,000074 | 165 ^m | 66,3371 | — |
| 4 | 419 | 1233 | 31 | 3389 | 27 | 172 | 3371 | — |
| 5 ¹ / ₂ | 403 | 993 | 46 | 3375 | 6 | 215 | 3370 | — |
| 7 | 386 | 737 | 61 | 3370 | — | 231 | 3372 | — |
| 9 | 357 | 300 | 82 | 3372 | — | 240 | 3371 | — |
| 12 | 344 | 104 | 115 | 3371 | — | | | |

Ma se il filo rimane assoggettato a forte pressione per un tempo sufficientemente lungo, il fenomeno cambia aspetto. La resistenza che dapprima è molto forte si abbassa poi fino a diventare *inferiore* a quella che corrisponde allo stato di equilibrio, per rialzarsi in seguito e raggiungere lo stato normale. Un andamento pressochè eguale viene presentato nel caso in cui il filo venga compresso; solo che in questo caso si parte da un *minimo* nella resistenza invece che da un massimo. Ciò viene dimostrato all'evidenza dalle due seguenti tabelline che riporto scegliendole a caso fra le tante osserva-

1) Nei valori della resistenza in principio non do che tre cifre decimali, non potendo assicurare una esattezza maggiore data la variabilità abbastanza grande nella temperatura che si ha nei primi momenti, e quindi l'incertezza relativa della correzione che ne deriva.

zioni eseguite, onde assicurarmi della verità di questo fatto. In queste due tabelle la prima colonna indica il tempo trascorso fra la variazione della pressione e la misura della resistenza; la seconda la resistenza osservata, e la terza il rapporto (ρ) fra queste resistenze e quella osservata quando si è raggiunto lo stato di equilibrio.

Il filo fu assoggettato ad una pressione di 500 atm. per 24^h37^m, e quindi riportato alla pressione atmosferica.

| Tempo in minuti | Resistenza in ohm | ρ | Tempo in minuti | Resistenza in ohm | ρ |
|--------------------|----------------------|----------|--------------------|----------------------|----------|
| | Ω | | | Ω | |
| 2 ^m | 66,433 | 1,002995 | 381 ^m | 66,3304 | 0,999899 |
| 5 | 404 | 1008 | 433 | 3358 | 980 |
| 7 | 387 | 752 | 464 | 3380 | 1,000014 |
| 11 | 368 | 465 | 540 | 3411 | 60 |
| 13 | 362 | 376 | 632 | 3396 | 38 |
| 21 | 354 | 255 | 685 | 3388 | 26 |
| 30 | 3425 | 82 | 749 | 3376 | 8 |
| 44 | 3382 | 16 | 1326 | 3371 | — |
| 60 | 3363 | 0,999988 | 1442 | 3372 | — |
| 95 | 3324 | 929 | 1586 | 3370 | — |
| 169 | 3283 | 867 | 1600 | 3371 | — |
| 276 | 3287 | 873 | | | |

Il filo si trovava in riposo da circa tre giorni, dopo essere stato in precedenza assoggettato ad attiva ginnastica molecolare. Portata la pressione a 500 atm. si hanno i risultati contenuti nella tabella.

Riassumendole brevemente, le conclusioni a cui mi sembra di poter arrivare con quanto esposti nella presente Nota sarebbero le seguenti :

La resistenza elettrica dei metalli diminuisce con l'aumentare della pressione, secondo un coefficiente che va diminuendo per pressioni crescenti.

La diminuzione è dovuta non solo al ravvicinamento delle molecole, ma anche ad una variazione della velocità molecolare.

La pressione porta una variazione *temporanea* ed una variazione *permanente* nella resistenza : la prima è molto forte e dipende dalla durata dello stato precedente, mentre che la seconda è molto più debole e dipende solo dalla grandezza della variazione della pressione.

La variazione della resistenza per effetto della pressione è relativamente grande nei metalli puri e di molto minore nelle leghe, analogamente a quanto venne osservato in generale per il coefficiente di temperatura e per l'effetto della trazione.

Dall' Istituto fisico dell' Università di Siena

Marzo 1899.

considera. Si avrà per conseguenza, in tutti i punti della superficie esterna del cilindro:

$$t_{xx} \cos \gamma + t_{xy} \sin \gamma = 0,$$

$$t_{yx} \cos \gamma + t_{yy} \sin \gamma = 0,$$

$$t_{zx} \cos \gamma + t_{zy} \sin \gamma = 0.$$

Le stesse formule varranno evidentemente per i punti della superficie interna.

Queste formule sono soddisfatte, se poniamo:

$$(24) \quad \begin{cases} t_{xx} = t_1 \sin^2 \gamma, \\ t_{xy} = -t_1 \sin \gamma \cos \gamma, \\ t_{yy} = t_1 \cos^2 \gamma, \end{cases} \quad (25) \quad \begin{cases} t_{zx} = -t_2 \sin \gamma \\ t_{zy} = t_2 \cos \gamma \end{cases}$$

ove t_1 e t_2 sono funzioni da determinarsi.

Porremo ancora, per analogia:

$$(26) \quad t_{zz} = t_3.$$

Così dunque nei punti del cilindro che si trovano alla superficie, le sei tensioni interne si possono esprimere per mezzo delle tre t_1 , t_2 , t_3 .

Di queste tensioni t_1 , t_2 , t_3 , sarà facile trovare il significato. Consideriamo infatti una sezione normale S del cilindro (fig. 5), e precisamente la faccia rivolta verso la direzione positiva dell'asse O_1z . La normale ad un suo elemento qualunque ha, rispetto agli assi O_1x , O_1y , O_1z , i coseni di direzione 0, 0 ed 1. Ne segue che le componenti t_x , t_y , t_z della tensione che vi è esercitata, saranno t_{zx} , t_{zy} , t_{zz} .

Se dunque l'elemento si prende attiguo ad uno dei due cerchi concentrici, che limitano la sezione, sarà per le formule (25) e (26):

$$t_x = -t_2 \sin \gamma, \quad t_y = t_2 \cos \gamma, \quad t_z = t_3.$$

Da queste formule si vede che sopra un elemento attiguo al contorno della sezione, agisce una tensione t_3 , normale all'elemento, e una tensione t_2 , diretta secondo la tangente al contorno.

Ora invece consideriamo una sezione, che diremo Σ , fatta un piano passante per l'asse del cilindro, e formante un

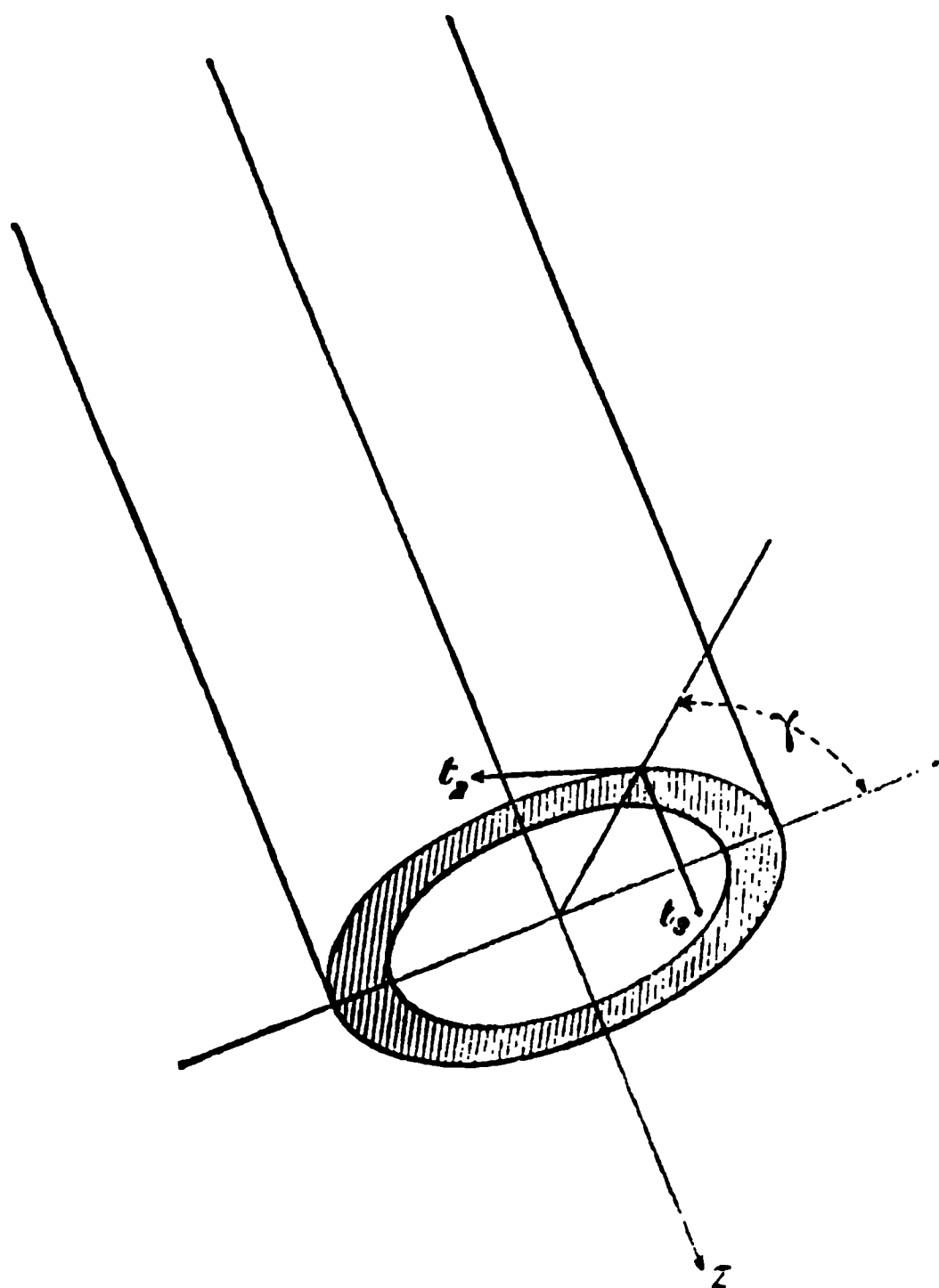


Fig. 5.

angolo γ col piano (xz) (fig. 6). La normale ad un elemento di questa sezione ha, per coseni di direzione, $-\sin \gamma$, $\cos \gamma$ e 0. Dunque le componenti della tensione ad esso applicata, saranno date dalle formule:

$$t_x = -t_{xx} \sin \gamma + t_{xy} \cos \gamma,$$

$$t_y = -t_{yx} \sin \gamma + t_{yy} \cos \gamma,$$

$$t_z = -t_{zx} \sin \gamma + t_{zy} \cos \gamma.$$

E se l'elemento è attiguo alle due rette parallele che costituiscono il contorno della sezione Σ , sarà per le formule (24) e (25):

$$t_x = -t_1 \sin \gamma, \quad t_y = t_1 \cos \gamma, \quad t_z = t_2.$$

Su questi elementi agisce dunque una tensione normale t_1 , ad una tensione tangenziale t_2 , parallela all'asse del cilindro.

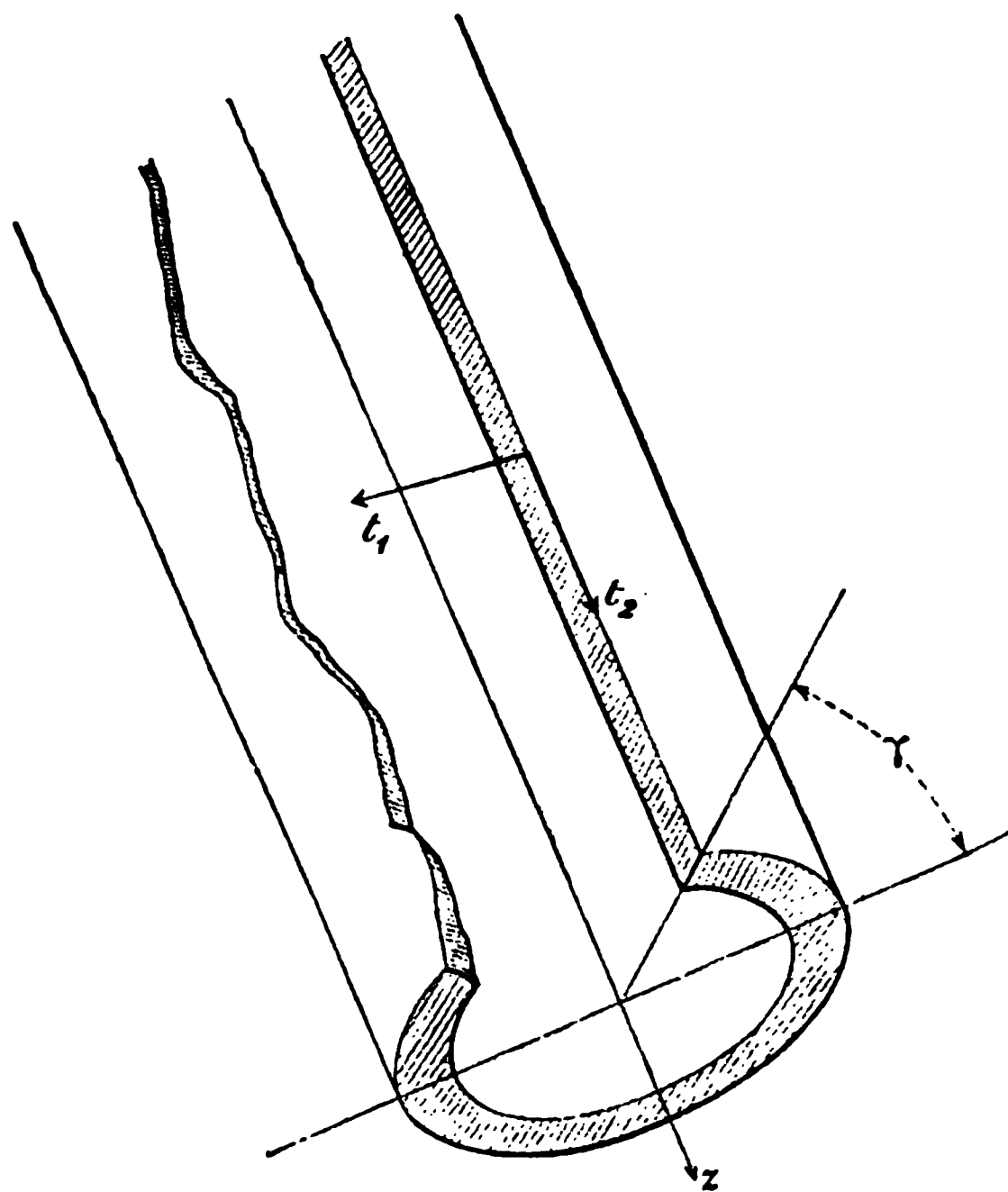


Fig. 6.

Abbiamo così il significato delle tensioni t_1 , t_2 , t_3 . La t_1 rappresenta tanto la tensione tangenziale che agisce sull'elemento di S , come quella che agisce sull'elemento di Σ : e ciò per la proprietà ben nota che, in un solido elastico, sopra due elementi piani ortogonali, si esercita, normalmente alla loro intersezione, la stessa tensione tangenziale.

Quello che a noi importa specialmente di osservare è che sugli elementi della sezione S e della sezione Σ , attigui alla superficie esterna od interna del cilindro, non esiste tensione nella direzione della normale al contorno: come poteva dedursi dalla proprietà enunciata sopra, pensando che sulla superficie del cilindro non agisce alcuna tensione.

Ora, avendo il cilindro uno spessore piccolissimo, potremo ritenere che anche sugli elementi delle sezioni S e Σ non at-

nenti $\frac{(D\omega)^2}{D}$, ossia $D\omega^2$, nella direzione D , e Dz nella direzio

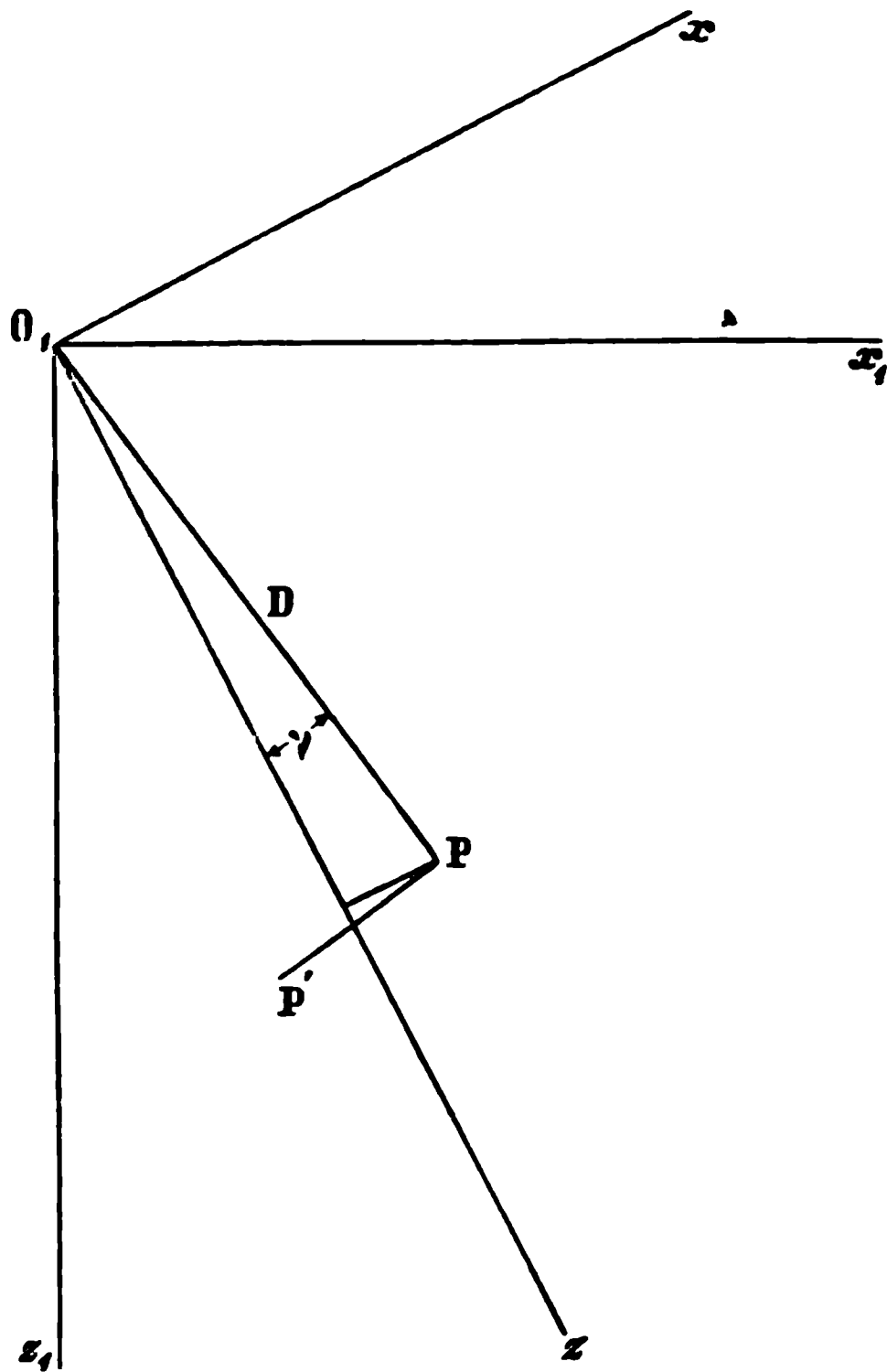


Fig. 7.

PP' . Perciò, chiamando v l'angolo Dz , sarà:

$$a_x = -Dx \cos v - D\omega^2 \sin v,$$

$$a_y = 0,$$

$$a_z = -D\omega^2 \cos v + Dx \sin v.$$

Ma $D \cos v = z$, $D \sin v = x$. Dunque:

$$a_x = -\alpha z - \omega^2 x,$$

$$a_y = 0,$$

$$a_z = -\omega^2 z + \alpha x.$$

Quanto alle componenti di g , essendo θ l'angolo z /
si ha:

$$g_x = -g \sin \theta, \quad g_y = 0, \quad g_z = g \cos \theta.$$

Applichiamo queste formule alla porzione di cilindro compresa tra la base superiore S_0 , la sezione S , situata alla distanza z , il piano (xz) , e il piano a cui appartiene la sezione Σ , che forma col precedente l'angolo γ .

Trasformiamo da prima i secondi numeri. Poichè il cilindro ha uno spessore piccolissimo, potremo porre, indicando con s lo spessore, con r il suo raggio medio, con γ' l'angolo variabile, compreso tra 0 e γ , che un piano passante per l'asse fa col piano (xz) :

$$dV = s \cdot r d\gamma' \cdot dz, \quad x = r \cos \gamma'.$$

Avremo per conseguenza

$$(29) \quad \left\{ \begin{array}{l} \int_A t_x dA = -rs\rho \int_0^z dz \int_0^\gamma d\gamma' (xz + \omega^2 r \cos \gamma' - g \sin \theta) \\ \int_A t_y dA = 0, \\ \int_A t_z dA = -rs\rho \int_0^z dz \int_0^\gamma d\gamma' (\omega^2 z - xz \cos \gamma' + g \cos \theta). \end{array} \right.$$

Trasformiamo ora i primi membri. Sulla sezione S si ha, in corrispondenza dell'angolo γ' , per le ipotesi fatte al § 8:

$$t_x = -t_s \sin \gamma', \quad t_y = t_s \cos \gamma', \quad t_z = t_s,$$

e sulla sezione S_0 :

$$t_x = t_s^0 \sin \gamma', \quad t_y = -t_s^0 \cos \gamma', \quad t_z = -t_s^0,$$

ove t_s^0 e t_s^0 rappresentano i valori di t_s e t_s per $z=0$. I segni sono cambiati, giacchè della sezione S_0 si considera la faccia rivolta verso la direzione negativa dell'asse O,z .

Sulla sezione Σ si avrà:

$$t_x = -t_1 \sin \gamma, \quad t_y = t_1 \cos \gamma, \quad t_z = t_1;$$

e sul piano (xz) che corrisponde al valore 0 di γ' :

$$t_x = 0, \quad t_y = -t_{1_0}, \quad t_z = -t_{2_0},$$

essendo t_{1_0} e t_{2_0} i valori di t_1 e t_2 per $\gamma' = 0$.

equazioni analoghe alle (28), salvo a contenere le tensioni t_1 , t_2 , t_3 , in luogo delle t_{xx} , t_{xy} , ecc.

Moltiplico la prima di queste equazioni per $\cos \gamma$, la seconda per $\sin \gamma$: poi sommo, e divido per $-s$. Ne deduco il valore di t_1 , vale a dire:

$$(31) \quad t_1 = r \rho (\alpha z + \omega^2 r \cos \gamma - g \sin \theta) \cos \gamma.$$

Per avere t_2 derivo da prima questa equazione rispetto a γ :

$$\frac{\partial t_1}{\partial \gamma} = -r \rho (\alpha z + \omega^2 r \cos \gamma - g \sin \theta) \sin \gamma - \rho r^2 \omega^2 \sin \gamma \cos \gamma.$$

Sostituendo ora nella 2^a delle (30), a t_1 e $\frac{\partial t_1}{\partial \gamma}$, i valori ottenuti, e risolvendo rispetto a $\frac{\partial t_2}{\partial z}$, trovo:

$$\frac{\partial t_2}{\partial z} = \rho (2 \alpha z + 3 \omega^2 r \cos \gamma - 2 g \sin \theta) \sin \gamma,$$

da cui, moltiplicando per dz e integrando:

$$t_2 = \rho (\alpha z^2 + 3 \omega^2 r z \cos \gamma - 2 g z \sin \theta) \sin \gamma + t_2^0.$$

La funzione di γ t_2^0 rappresenta la tensione tangenziale che agisce sulla base S_0 . Il problema, come noi lo abbiamo posto, supponendo cioè deformabile il solo cilindro, non ci permette di conoscere in qual modo è distribuita questa tensione. Perciò potremo prendere ad arbitrio la funzione t_2^0 , la cui forma ha del resto pochissima influenza sui risultati.

Osserviamo che la tensione t_2^0 , per le ipotesi fatte al § 8, è in ogni punto normale al raggio della sezione (fig. 8). Per ragione di simmetria, nelle coppie di punti simmetrici rispetto all'asse O_1x dovrà avere valori uguali, ma di segno contrario. Nei punti dell'asse O_1x dovrà quindi annullarsi.

Il modo più semplice di esprimere ciò è di supporre t_2^0 proporzionale al seno dell'angolo γ . Porremo dunque:

$$t_2^0 = \rho c_1 \sin \gamma,$$

essendo c_1 una costante da determinarsi. Così sarà:

$$t_2 = \rho (\alpha z^2 - 2 g z \sin \theta + c_1) \sin \gamma + 3 \rho r z \omega^2 \sin \gamma \cos \gamma.$$

Passiamo a t_3 . Dalla formula precedente si deduce:

$$\frac{t_3}{r} = \rho (a z^2 - 2 g z \sin \theta + c_1) \cos \gamma + 3 \rho r z \omega^2 (\cos^2 \gamma - \sin^2 \gamma).$$

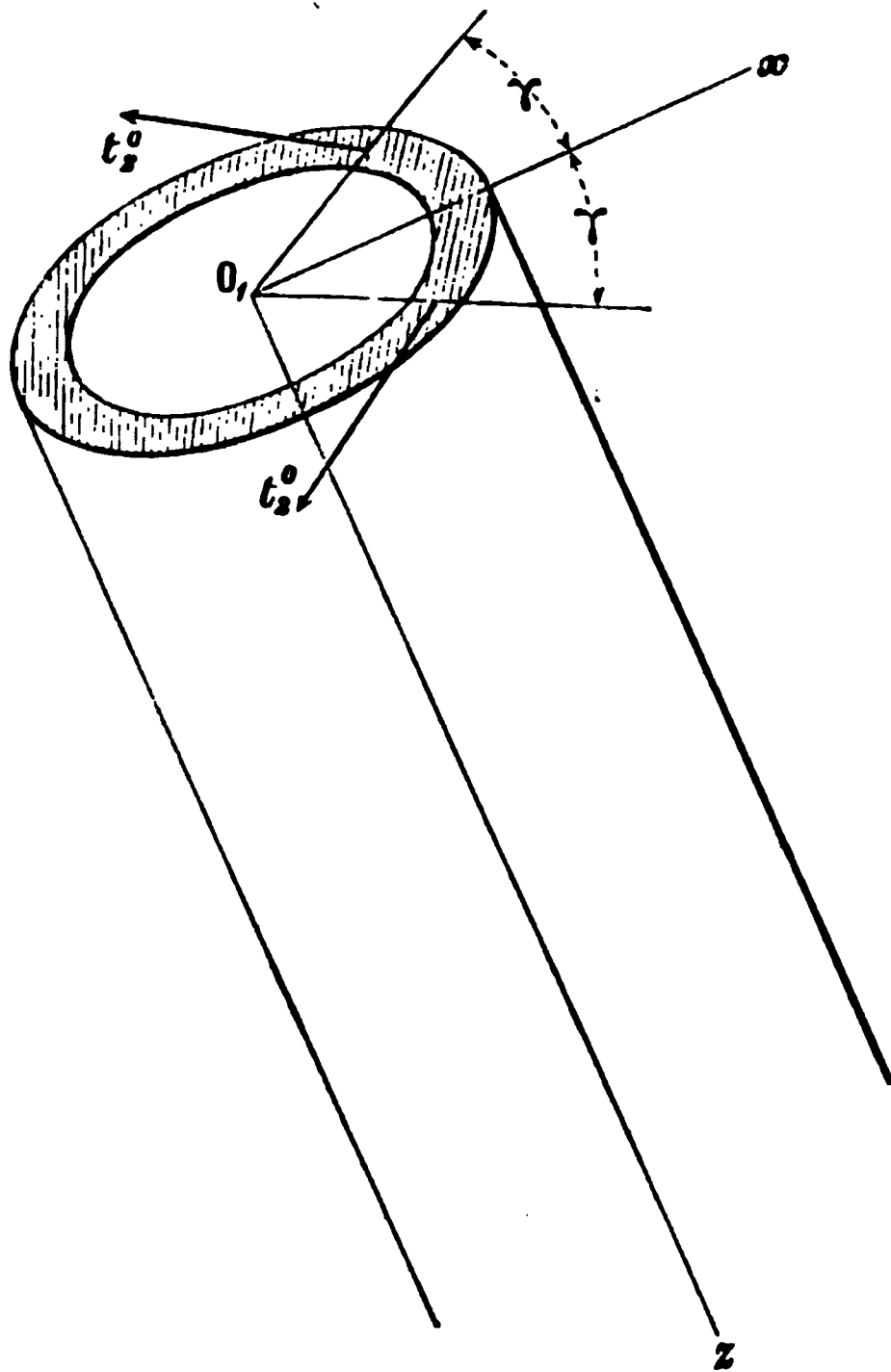


Fig. 8.

L'ultima delle (30) potrà allora scriversi:

$$\begin{aligned} s \frac{\partial t_3}{\partial z} + \rho s (a z^2 + 2 g z \sin \theta + c_1) \cos \gamma + 3 \rho r s z \omega^2 (\cos^2 \gamma - \sin^2 \gamma) = \\ = - \rho r s (\omega^2 z - a r \cos \gamma + g \cos \theta); \end{aligned}$$

a cui:

$$\begin{aligned} \frac{t_3}{z} = - \rho (\omega^2 z + g \cos \theta) - \frac{\rho}{r} (a z^2 - 2 g z \sin \theta + c_1 - a r^2) \cos \gamma - \\ - 3 \rho z \omega^2 (\cos^2 \gamma - \sin^2 \gamma); \end{aligned}$$

glio τ a cui essa dà luogo nella direzione O, x , sarà dato dalla formula:

$$\tau = \int_0^{2\pi} -t_s \sin \gamma \cdot r s d\gamma.$$

Lo sforzo normale σ , e il momento flettente $l\phi$ si esprimono per mezzo della tensione normale t_s . E sarà:

$$\sigma = \int_0^{2\pi} t_s \cdot r s d\gamma, \quad l\phi = \int_0^{2\pi} t_s \cdot r \cos \gamma \cdot r s d\gamma$$

Dunque per le formule (32):

$$\tau = -rsU \int_0^{2\pi} \sin^2 \gamma d\gamma - rs \cdot 3\rho r z \omega^2 \int_0^{2\pi} \sin^2 \gamma \cos \gamma d\gamma,$$

$$\sigma = rsU_1 \int_0^{2\pi} d\gamma + rsU_2 \int_0^{2\pi} \cos \gamma d\gamma - rs \cdot \frac{3}{2} \rho \omega^2 z^2 \int_0^{2\pi} (\cos^2 \gamma - \sin^2 \gamma) d\gamma,$$

$$= rsU_1 \int_0^{2\pi} \cos \gamma d\gamma + rsU_2 \int_0^{2\pi} \cos^2 \gamma d\gamma - rs \cdot \frac{3}{2} \rho \omega^2 z^2 \int_0^{2\pi} (\cos^2 \gamma - \sin^2 \gamma) \cos \gamma d\gamma.$$

Eseguendo le integrazioni si ottiene:

$$\tau = -\pi r s U, \quad \sigma = 2\pi r s U_1, \quad l\phi = \pi r^2 s U_2,$$

ovvero, osservando che $2\pi r s = S$:

$$U = -2 \frac{\tau}{S}, \quad U_1 = \frac{\sigma}{S}, \quad U_2 = 2 \frac{l}{S} \frac{\phi}{r}.$$

Onde le formule (32) diventeranno:

$$t_s = -2 \frac{\tau}{S} \sin \gamma + 3\rho r z \omega^2 \sin \gamma \cos \gamma$$

$$t_s = \frac{\sigma}{S} + 2 \frac{l}{r} \frac{\phi}{S} \cos \gamma - \frac{3}{2} \rho \omega^2 z^2 (\cos^2 \gamma - \sin^2 \gamma).$$

Così le tensioni t_s e t_t restano completamente determinate.

La tensione t_1 è data dalla formula (31), ossia:

$$t_1 = r \rho (z z - g \sin \theta) \cos \gamma + \rho r^2 \omega^2 \cos^2 \gamma .$$

Ora ricordiamo che si ha:

$$\omega^2 = \frac{2g}{L} (\cos \theta - \cos \theta_0) , \quad \alpha = \frac{g}{L} \sin \theta .$$

Inoltre la densità ρ del cilindro è uguale al rapporto $\frac{M_0}{lS}$ tra la sua massa e il suo volume. Perciò potremo scrivere:

$$t_1 = \frac{r M_0}{lS} \left(\frac{z}{L} - 1 \right) g \sin \theta \cos \gamma + \frac{M_0}{lS} r^2 \frac{2g}{L} (\cos \theta - \cos \theta_0) \cos^2 \gamma ,$$

$$t_2 = -2 \frac{r}{S} \sin \gamma + 3 \frac{M_0}{lS} r z \frac{2g}{L} (\cos \theta - \cos \theta_0) \sin \gamma \cos \gamma ,$$

$$t_3 = \frac{\sigma}{S} + 2 \frac{l}{r} \frac{\phi}{\sigma} \cos \gamma - \frac{3}{2} \frac{M_0}{lS} \frac{2g}{L} z^2 (\cos \theta - \cos \theta_0) (\cos^2 \gamma - \sin^2 \gamma) ;$$

o più semplicemente:

$$(33) \quad \begin{cases} t_1 = \frac{\psi}{S} \cos \gamma + \frac{\chi}{S} \cos^2 \gamma , \\ t_2 = -2 \frac{r}{S} \sin \gamma + 3 \frac{z}{r} \frac{\chi}{S} \sin \gamma \cos \gamma , \\ t_3 = \frac{\sigma}{S} + 2 \frac{l}{r} \frac{\phi}{S} \cos \gamma - \frac{3z^2}{2r^2} \frac{\chi}{S} (\cos^2 \gamma - \sin^2 \gamma) , \end{cases}$$

ove:

$$\psi = M_0 g \frac{r}{l} \left(\frac{z}{L} - 1 \right) \sin \theta ,$$

$$\chi = 2 M_0 g \frac{r^2}{lL} (\cos \theta - \cos \theta_0) .$$

Le tensioni t_1 , t_2 e t_3 sono così espresse per mezzo della variabile γ , e delle cinque funzioni

$$r, \sigma, \phi, \psi, \chi ,$$

le quali rappresentano delle forze, e dipendono dalle sole variabili z e θ . Le prime due sono date dalle formule (22):

Essendo $\sin^2 \theta - \sin^2 \theta_0 = -(\cos \theta + \cos \theta_0)(\cos \theta - \cos \theta_0)$, vi sarà in tutti i termini il fattore $\cos \theta - \cos \theta_0$, che porremo in evidenza; e avremo:

$$(39) [\Delta E_0]_{\theta_0}^{\theta} = \frac{M_0^2 g^2}{4ES} \int_0^l \left[(\cos \theta + \cos \theta_0) \left\{ 2f_1^2 - f_2^2 - 4\frac{l^2}{r^2} f_1^2 + 4\lambda \frac{l}{r} f_1 f_2 - 8(1+\lambda) f_2^2 \right\} + (\cos \theta - \cos \theta_0) H + \cos \theta \{ 4f_1 f_2 - 2\lambda f_1 f_2 \} \right] (\cos \theta - \cos \theta_0) dz$$

A questo punto convien osservare che, le oscillazioni del pendolo essendo assai piccole, possiamo trascurare rispetto all'unità le potenze di θ superiori alla prima. Perciò dentro la grande parentesi faremo: $\cos \theta = \cos \theta_0 = 1$. Resterà allora

$$[\Delta E_0]_{\theta_0}^{\theta} = \frac{M_0^2 g^2}{2ES} (\cos \theta - \cos \theta_0) \int_0^l \left[2f_1^2 - f_2^2 - 4\frac{l^2}{r^2} f_1^2 + 4\lambda \frac{l}{r} f_1 f_2 - 8(1+\lambda) f_2^2 + 2f_1 f_2 - \lambda f_1 f_2 \right] dz.$$

Per brevità scriveremo:

$$(40) [\Delta E_0]_{\theta_0}^{\theta} = -M_0 g l Q_1 (\cos \theta - \cos \theta_0),$$

ove:

$$Q_1 = \frac{M_0 g}{2ESl} \int_0^l \left\{ -2f_1^2 + f_2^2 + 4\frac{l^2}{r^2} f_1^2 - 4\lambda \frac{l}{r} f_1 f_2 + 8(1+\lambda) f_2^2 - 2f_1 f_2 + \lambda f_1 f_2 \right\} dz.$$

Poniamo:

$$A_1 = 2 \left(\frac{l}{r} \right)^2 \frac{1}{l} \int_0^l f_1^2 dz, \quad A_2 = 4(1+\lambda) \frac{1}{l} \int_0^l f_2^2 dz, \quad A_3 = \frac{1}{l} \int_0^l f_1^2 dz$$

$$A_4 = \frac{1}{l} \int_0^l f_1 f_2 dz, \quad A_5 = 2\lambda \frac{l}{r} \frac{1}{l} \int_0^l f_1 f_2 dz,$$

$$A_6 = \frac{1}{2l} \int_0^l f_2^2 dz, \quad A_7 = \frac{\lambda}{2} \frac{1}{l} \int_0^l f_1 f_2 dz.$$

$$\begin{aligned}
 A_1 &= 2 \left(\frac{l}{r} \right)^2 \left\{ \frac{1}{252} \left(\frac{l}{L} \right)^2 - \frac{1}{36} \frac{l}{L} + \frac{1}{15} \frac{l}{L} A + \frac{1}{12} \frac{l}{L} B - \frac{1}{4} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{3} A^2 + AB - \frac{1}{3} B + B^2 + \frac{1}{20} \right\}, \\
 A_2 &= 4(1+\lambda) \left\{ \frac{1}{20} \left(\frac{l}{L} \right)^2 + \frac{1}{3} \frac{l}{L} C - \frac{1}{4} \frac{l}{L} + C^2 - C + \frac{1}{3} \right. \\
 A_3 &= \left(\frac{M_2}{M_0} \right)^2 + \frac{M_2}{M_0} + \frac{1}{3}, \\
 A_4 &= \frac{l}{L} \left\{ \frac{h_1}{l} \left(\frac{M_2}{M_0} \right)^2 + \frac{1}{2} \frac{h_2}{l} \frac{M_2}{M_0} + \frac{1}{3} \frac{M_2}{M_0} + \frac{5}{24} \right\}, \\
 A_5 &= 2\lambda \left\{ -\frac{1}{30} \left(\frac{l}{L} \right)^2 + \frac{1}{6} \frac{l}{L} - \frac{1}{3} \frac{l}{L} A - \frac{1}{2} \frac{l}{L} B + \frac{1}{2} A + B \right. \\
 A_6 &= \left(\frac{r}{l} \right)^2 \left\{ \frac{1}{6} \left(\frac{l}{L} \right)^2 - \frac{1}{2} \frac{l}{L} + \frac{1}{2} \right\}, \\
 A_7 &= \lambda \left(\frac{r}{l} \right)^2 \frac{l}{L} \left\{ \frac{M_2}{M_0} + \frac{1}{2} \right\}.
 \end{aligned}
 \tag{42}$$

Colle formule (40), (41) e (42), la variazione $[\Delta E_e]_0^0$ dell'energia elastica resta completamente determinata.

V.

Deformazione del cilindro.

12. Per determinare la deformazione del cilindro, vale dire le componenti ξ , η , ζ dello spostamento di un suo punto qualunque dalla posizione corrispondente allo stato naturale del solido, dovremmo far uso delle formule (2) e (3), che legano le funzioni ξ , η , ζ alle tensioni interne.

Ma non avendo calcolate in modo rigoroso le tensioni interne, non potremo senz'altro far uso di queste formule, quali, sostituendo alle tensioni t_{xx} , t_{xy} , ecc. le espressioni trovate, resulterebbero incompatibili tra loro. Dovremo dunque anche per le funzioni ξ , η , ζ , limitarci ad una ricerca approssimata.

Per ciò trascureremo in primo luogo gli spostamenti dei punti del cilindro parallelamente all'asse O_1y , avendo que

che ruota intorno all'asse fisso $O_1 y_1$, il movimento dei suoi punti, rispetto agli assi mobili, dovrà ridursi ad una rotazione piccolissima intorno all'asse $O_1 y$, che coincide con $O_1 y_1$. Ond potremo scrivere, indicando con ε una costante

$$\zeta_0 = \varepsilon r,$$

od anche

$$\zeta_0 = \varepsilon r \cos \gamma.$$

Avremo dunque, sostituendo nella formula (46), a t , e t_1 i valori dati dalle (33), e a ζ_0 la sua espressione:

$$(47) \quad \zeta = \frac{1}{ES} \int_0^z \left[\sigma + 2 \frac{l}{r} \phi \cos \gamma - \frac{3}{2} \frac{z^2}{r^2} \chi (\cos^2 \gamma - \sin^2 \gamma) - \right. \\ \left. - \lambda \psi \cos \gamma - \lambda \chi \cos^2 \gamma \right] dz + \varepsilon r \cos \gamma.$$

Riprendiamo ora la formula (45). Sul piano (yz) , in corrispondenza del valore $\frac{\pi}{2}$ dell'angolo γ , si ha evidentemente

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} = -\frac{1}{r} \frac{\partial \zeta}{\partial \gamma};$$

si ha poi dalle formule (37) e (33), facendo $\sin \gamma = 1$, $\cos \gamma = 0$

$$t_{xz} = -t_z = 2 \frac{\tau}{S}.$$

La formula (45) potrà dunque scriversi:

$$(48) \quad \frac{\partial \xi}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial \xi}{\partial \gamma} + \frac{4}{E} (1 + \lambda) \frac{\tau}{S}.$$

Ma dalla (47) si ricava:

$$\frac{\partial \xi}{\partial \gamma} = -\frac{1}{ES} \int_0^z \left[2 \frac{l}{r} \phi \sin \gamma - 6 \frac{z^2}{r^2} \chi \sin \gamma \cos \gamma - \lambda \psi \sin \gamma - \right. \\ \left. - 2 \lambda \chi \sin \gamma \cos \gamma \right] dz + \varepsilon r \sin \gamma:$$

Da questa formula possiamo ricavare il valore di ϵ , ricordando che il centro della base inferiore del cilindro deve sempre trovarsi sull'asse $O_1 z$, e quindi per $z = l$, deve risultare $\zeta = 0$. Perciò dovrà essere :

$$(49) \quad \epsilon = \frac{M_0 g}{ES} \frac{1}{l} \int_0^l F dz \sin \theta .$$

Si avrà dunque :

$$\xi = - \frac{M_0 g}{ES} \left[\frac{z}{l} \int_0^l F dz - \int_0^z F dz \right] \sin \theta ,$$

o, più semplicemente :

$$\xi = - \frac{M_0 g}{ES} l \left[\frac{z}{l} v(l) - v(z) \right] \sin \theta ,$$

essendo :

$$(50) \quad v(z) = \frac{1}{l} \int_0^z F dz , \quad v(l) = \frac{1}{l} \int_0^l F dz .$$

Più brevemente ancora scriveremo :

$$(51) \quad \xi = - u(z) l \sin \theta ,$$

ove :

$$(52) \quad u(z) = \frac{M_0 g}{ES} \left[\frac{z}{l} v(l) - v(z) \right] .$$

Lo spostamento ξ è così determinato. Possiamo dire che esso ci dà la linea secondo la quale si dispone, in ogni istante, l'asse del cilindro.

14. Riprendiamo la formula (47), che scriveremo:

$$\begin{aligned} \zeta = \frac{1}{ES} \int_0^z \sigma dz + \left[\frac{1}{ES} \int_0^z \left(2 \frac{l}{r} \phi - \lambda \psi \right) dz + \epsilon r \right] \cos \gamma - \\ - \frac{1}{2ES} \frac{z^2}{r^2} \chi (\cos^2 \gamma - \sin^2 \gamma) - \frac{1}{ES} \lambda \chi \cos^2 \gamma . \end{aligned}$$

Noi veniamo così ad ammettere che, durante il movimento, tutte le sezioni del cilindro si mantengano piane.

Sostituendo a σ , ϕ , ψ ed ε le loro espressioni, date dalle formule (34), (35) e (40), otterremo:

$$\begin{aligned} \zeta = & \frac{M_0 g}{ES} \int_0^z f_1 dz \cos \theta + \frac{M_0 g}{ES} \int_0^z f_2 dz (\cos \theta - \cos \theta_0) - \\ & - \frac{M_0 g}{ES} \left[\int_0^z \left(2 \frac{l}{r} f_1 - \lambda f_2 \right) dz - \frac{r}{l} \int_0^l F dz \right] \sin \theta \cos \gamma, \end{aligned}$$

che scriveremo più semplicemente:

$$(53) \quad \zeta = u_1(z) l \cos \theta + u_2(z) l (\cos \theta - \cos \theta_0) + u_3(z) r \cos \gamma \sin$$

essendo:

$$(53') \quad \left\{ \begin{aligned} u_1(z) &= \frac{M_0 g}{ES} \frac{1}{l} \int_0^z f_1 dz, & u_2(z) &= \frac{M_0 g}{ES} \frac{1}{l} \int_0^z f_2 dz, \\ u_3(z) &= - \frac{M_0 g}{ES} \frac{1}{r} \left[\int_0^z \left(2 \frac{l}{r} f_1 - \lambda f_2 \right) dz - \frac{r}{l} \int_0^l F dz \right] \end{aligned} \right.$$

Vediamo come sono espresse le funzioni u , u_1 , u_2 , u_3 , e compariscono in ξ e ζ .

Abbiamo posto (§ 13):

$$F = \frac{1}{r} \int_0^z \left[2 \frac{l}{r} f_1 - \lambda f_2 \right] dz - 4(1 + \lambda) f_3.$$

Sostituendo ad f_1 , f_2 , f_3 le loro espressioni, ed eseguendo le integrazioni, si trova:

$$\begin{aligned} F = & 2 \left(\frac{l}{r} \right)^2 \left[\frac{1}{24} \frac{l}{L} \left(\frac{z}{l} \right)^4 - \frac{1}{6} \left(\frac{z}{l} \right)^3 + \frac{1}{2} A \left(\frac{z}{l} \right)^2 + B \frac{z}{l} \right] \\ & - (4 + 3\lambda) \left[\frac{1}{2} \frac{l}{L} \left(\frac{z}{l} \right)^3 - \frac{z}{l} \right] - 4(1 + \lambda) \left(\frac{z}{l} \right)^2 \end{aligned}$$

Da questa formula ricaveremo $v(z)$, ossia, per la (50),

$\int^z F dz$. Sarà:

$$v(z) = \left(\frac{l}{r}\right)^2 \left[\frac{1}{60} \frac{l}{L} \left(\frac{z}{l}\right)^5 - \frac{1}{12} \left(\frac{z}{l}\right)^4 + \frac{1}{3} A \left(\frac{z}{l}\right)^3 + B \left(\frac{z}{l}\right)^2 \right] - \\ - (4 + 3\lambda) \left[\frac{1}{6} \frac{l}{L} \left(\frac{z}{l}\right)^3 - \frac{1}{2} \left(\frac{z}{l}\right)^2 \right] - 4(1 + \lambda) C \frac{z}{l}.$$

La funzione $u(z)$, è espressa mediante la $v(z)$ dalla formula (52).

Le funzioni $u_1(z)$, $u_2(z)$, $u_3(z)$, date dalle formule (53'), pertanto, sostituendo ad f_1 , f_2 , f_3 , f_4 le loro espressioni, ed eseguendo le integrazioni accennate:

$$\left\{ \begin{aligned} u_1(z) &= \frac{M_0 g}{ES} \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{z}{l}\right)^2 + \left(\frac{M_2}{M_0} + 1\right) \frac{z}{l} \right], \\ u_2(z) &= \frac{M_0 g}{ES} \frac{l}{L} \left[-\frac{1}{6} \left(\frac{z}{l}\right)^3 + \left(\frac{h_2}{l} \frac{M_2}{M_0} + \frac{1}{2}\right) \frac{z}{l} \right], \\ u_3(z) &= \frac{M_0 g}{ES} \left(\frac{l}{r}\right)^2 \left[\frac{1}{60} \frac{l}{L} + \frac{1}{3} A + B - \frac{1}{12} - \right. \\ &\quad \left. - (4 + 3\lambda) \left(\frac{r}{l}\right)^2 \left\{ \frac{1}{6} \frac{l}{L} - \frac{1}{2} \right\} - 4(1 + \lambda) \left(\frac{r}{l}\right)^2 C - \right. \\ &\quad \left. - \left\{ \frac{1}{12} \frac{l}{L} \left(\frac{z}{l}\right)^4 - \frac{1}{3} \left(\frac{z}{l}\right)^3 + A \left(\frac{z}{l}\right)^2 + 2B \frac{z}{l} \right\} - \right. \\ &\quad \left. - \lambda \left(\frac{r}{l}\right)^2 \left\{ \frac{1}{2} \frac{l}{L} \left(\frac{z}{l}\right)^3 - \frac{z}{l} \right\} \right]. \end{aligned} \right.$$

Le funzioni u , u_1 , u_2 , u_3 restano così determinate. La formazione del cilindro, per qualunque valore dell'angolo θ , è rappresentata dalle formule (51), (43) e (53), ossia:

$$\left\{ \begin{aligned} \xi &= -u l \sin \theta \\ \eta &= 0 \\ \zeta &= u_1 l \cos \theta + u_2 l (\cos \theta - \cos \theta_0) + u_3 r \cos \gamma \sin \theta. \end{aligned} \right.$$

della corrente corrispondente alla deviazione galvanometrica osservata fu:

$5,48 \cdot 10^{-6}$ Ampère, quando la resistenza era fra il tubo e il polo +
 $0,4 \cdot 10^{-6}$ Ampère, quando la resistenza era fra il tubo e il polo —

Questo, che ho citato, è uno dei casi nei quali la differenza nelle deviazioni osservate fu la più grande. Il numero di accumulatori adoperato era appena superiore al minimo necessario, perchè si avesse il passaggio dell' elettricità nel circuito. Questa è appunto la condizione necessaria, affinchè il fenomeno si presenti nel modo il più spiccato, e coincide con quella che è necessaria onde si manifestino altri curiosi fenomeni da me altre volte osservati ¹⁾.

Infatti, ripetendo l' esperienza con un numero maggiore di accumulatori la differenza fra le due deviazioni divenne di più in più piccola, come risulta dai numeri seguenti:

| | 290 elementi | 300 el. | 360 el. |
|-------------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| Acqua dalla parte + | $6,44 \cdot 10^{-6}$ | $7,56 \cdot 10^{-6}$ | $14,5 \cdot 10^{-6}$ |
| » » » — | $5,08$ | $7,18$ | 14 |

Col medesimo tubo il fenomeno restava invertito, coll' invertire il tubo, cioè col fare catodo il disco anzichè il filo. Occorreva allora un maggior numero minimo di elementi della batteria, e di più la differenza fra le due deviazioni era minore.

Un tubo con elettrodi in platino diede un risultato simile, quando il disco era catodo; ma opposto a quello offerto dal primo tubo, quando era catodo il filo. Molti altri tubi, di forme differentissime, contenenti altri gas, a diverse pressioni, ed elettrodi disuguali variamente conformati, mostrarono tutti, qual più qual meno, un fenomeno dello stesso genere, cioè deviazioni diverse nel galvanometro, a seconda del posto occupato dalla resistenza. In tutti i casi poi il fenomeno tende a sparire, allorchè si diminuisce la resistenza impiegata sino a non essere che di qualche migliaia di Ohm.

1) Rend. della R. Acc. dei Lincei, vol. 6 (1890) pag. 83. Mem. della R. Acc. di Bologna, 13 Nov. 1892.

In conclusione, le condizioni necessarie onde il nuovo fenomeno sia assai cospicuo sono: 1.^o che siano differenti in qualche modo i due elettrodi del tubo, 2.^o che la forza elettromotrice della batteria superi di poco quella minima necessaria a determinare il passaggio della corrente, 3.^o che la resistenza, di cui si muta il posto sul circuito, sia assai grande.

Il fenomeno descritto meriterebbe forse d'essere intimamente studiato. Può dirsi intanto che esso costituisce un indice sicuro della discontinuità della corrente nel circuito.

**INTORNO ALLA QUESTIONE DELLA PRODUZIONE DI UN CAMPO MAGNETICO,
PER OPERA DI UN RAGGIO LUMINOSO POLARIZZATO CIRCOLARMENTE.**

Nota del Prof. A. RIGHI ¹⁾.

Il Prof. Fitzgerald ha emesso recentemente l'opinione ²⁾, che un raggio polarizzato circolarmente, passando attraverso un gas fortemente assorbente, possa renderlo magnetico in un grado apprezzabile, e cioè abbia a prodursi un fenomeno in certo modo reciproco di quello di Zeeman, ed annuncia che un suo assistente sta tentando il relativo esperimento.

Una tale ricerca non può considerarsi come nuova, giacchè io stesso fino dal 1883 feci senza frutto dei simili tentativi ³⁾, dirigendo un raggio polarizzato circolarmente su vari corpi, assorbenti o no. Di più, come ha fatto notare il signor Gray ⁴⁾, altri tentativi infruttuosi furono da questo autore pubblicati nel 1890 ⁵⁾.

Non conosco naturalmente quali siano le disposizioni sperimentali adottate nel laboratorio del sig. Fitzgerald, ma certo è che il ricorrere a quei vapori metallici coi quali si suol produrre il fenomeno di Zeeman, deve presentare grandi difficoltà pratiche.

1) Dalla R. Accademia dei Lincei, vol. 8, 1.^o sem., ser. 5., fasc. 7.^o, 1899.

2) Nature, 5 January 1899, pag. 222.

3) V. la nota in fine della Memoria: "Ricerche sperimentali sul fenomeno di Hall particolarmente nel bismuto", Mem. della R. Acc. di Bologna, 11 Novembre 1883; N. Cimento, 3. serie, t. 15 (1884), pag. 144.

4) Nature, 16 February 1899, pag. 367.

5) Phil. Mag., December 1890, pag. 494.

Avendo avuto la fortuna di scoprire che esistono corpi assorbenti, i quali anche alla temperatura ordinaria producono il fenomeno inverso di Zeeman, quali il vapore di ipoazotide¹⁾ e quello di bromo²⁾, ho pensato di valermene per tentare nuovamente di ottenere il fenomeno supposto. Ecco come ho disposto l'esperienza, la quale, posso dir fin d'ora, non ha dato miglior risultato di quelle fatte in precedenza.

Un tubetto di vetro del diametro di 1,6 c. e della lunghezza di 2,3 c. chiuso con vetri piani sottilissimi e pieno d'ipoazotide gassosa, è posto sul cammino d'un raggio solare orizzontale, condensato con una lente e polarizzato da un nicol. Fra il polarizzatore ed il tubo trovasi una doppia lamina quarto-d'onda, formata da due lamine poste nello stesso piano e congiunte secondo una linea verticale. Siccome il nicol è così orientato, da dare un raggio a vibrazioni verticali e le due lamine hanno le loro sezioni principali a 45° l'una a destra l'altra a sinistra della verticale, così basta spostare lateralmente la doppia lamina, in modo che la luce attraversi ora l'una ora l'altra metà di essa, perchè il raggio che attraversa il gas assorbente sia polarizzato circolarmente o in un senso o nel senso opposto.

Al disopra del tubetto si trova un leggiero sistema astatico, formato da due piccoli aghi magnetici, sospeso ad un finissimo filo di quarzo, e munito di un piccolo specchio per la lettura delle deviazioni. Per rendere poi quasi completamente astatico il sistema sospeso, viene fissato in opportuna posizione una piccolissima asticella calamitata, la cui azione compensa quasi del tutto l'azione residua del campo terrestre sul sistema stesso. L'inferiore degli aghi sospesi trovasi a pochi millimetri dal tubo contenente il gas assorbente, ed è diretto trasversalmente all'asse di questo, mentre l'ago superiore dista dal tubo quasi 9 centimetri. In tal modo se il gas si magnetizza per opera del raggio luminoso, il sistema astatico deve deviare.

1) Rend. della R. Acc. dei Lincei, 17 Luglio 1898; Berl. Sitzber., 1898, pag. 600; Compt. Rend., t. 127, pag. 216.

2) Rend. della R. Acc. dei Lincei, 18 Dicembre 1898; Berl. Sitzber., 1893, pag. 893; Compt. Rend., t. 128, pag. 45.

l'aria. Ora ho voluto provare se, ionizzando l'aria col farvi scoccare le scintille, si ottengono i due effetti sopra menzionati.

Perchè l'ionizzazione dell'aria sia più efficace occorre che le scintille scocchino fra due conduttori a punta e che sieno originate da brusche variazioni del potenziale affinchè il campo elettrostatico non dissipi gli ioni prodotti. Servono benissimo a tal uopo le scariche del Ruhmkorff lunghe 2 o 3 cm. circa od anche le scintille che si ottengono fra due punte comunicanti con le due armature esterne dei condensatori di una macchina elettroforica, mentre tra i poli della macchina scoccano scintille di circa tre centimetri, lasciando che le due armature esterne dei condensatori siano collegate fra loro soltanto dalla base di legno della macchina.

Se un uovo elettrico coi conduttori affacciati internamente terminanti a punta si mette in comunicazione con la macchina pneumatica, dando due o tre colpi di stantuffo non si ha indizio alcuno di nebbia quando l'umidità relativa è inferiore ai 60 e la temperatura di circa 20°. Se invece, fatta rientrare l'aria nel pallone, si fanno scoccare fra le due punte interne distanti circa 2 cm. sette od otto scintille ottenute in uno dei due modi anzidetti, facendo agire lo stantuffo della macchina come la prima volta, *si vede formarsi nel pallone una fitta nebbia che persiste per parecchi secondi* ed è visibile nettamente a diversi metri di distanza. L'esperienza riesce bene anche quando l'umidità relativa è di circa 30, ed anche se, vuotato completamente l'uovo elettrico, si riempie d'aria ionizzata mediante frequenti scintille che scoccano fra una punta e la parete interna nel foro attraverso il quale rientra l'aria nel pallone.

Ho altresì trovato che l'aria previamente scintillata asporta più celermente il calore da una superficie calda in contatto con essa. A tal uopo mi son servito di un pallone di vetro della capacità di circa un litro e mezzo, tenuto immerso fino al collo in un bagno contenente venti litri di acqua alla temperatura dell'ambiente. Con un buon contasecondi misuravo il tempo impiegato da un termometro in vetro duro, che aveva l'asta stretta da un tappo impegnato nel collo del pallone ed

nell'aria ordinaria. Nel gas illuminante la durata del raffreddamento si riduce a circa la metà che nell'aria, ma un millesimo di questo gas mescolato all'aria non altera sensibilmente la durata del raffreddamento.

Gabinetto di fisica del R. Istituto tecnico di Bari
15 Giugno 1899.

**INTORNO AD ALCUNE NUOVE FORME DI POMPE DI SPRENGEL
E AD ALCUNE FORME SEMPLICI DI TUBI RÖNTGEN.**

Nota di G. GUGLIELMO ¹⁾.

Le forme seguenti di pompe a mercurio, utilissime nel preparare tubi per la produzione dei raggi Röntgen sono molto più semplici di quelle generalmente in uso, e sono di facile costruzione e talora di costo minimo.

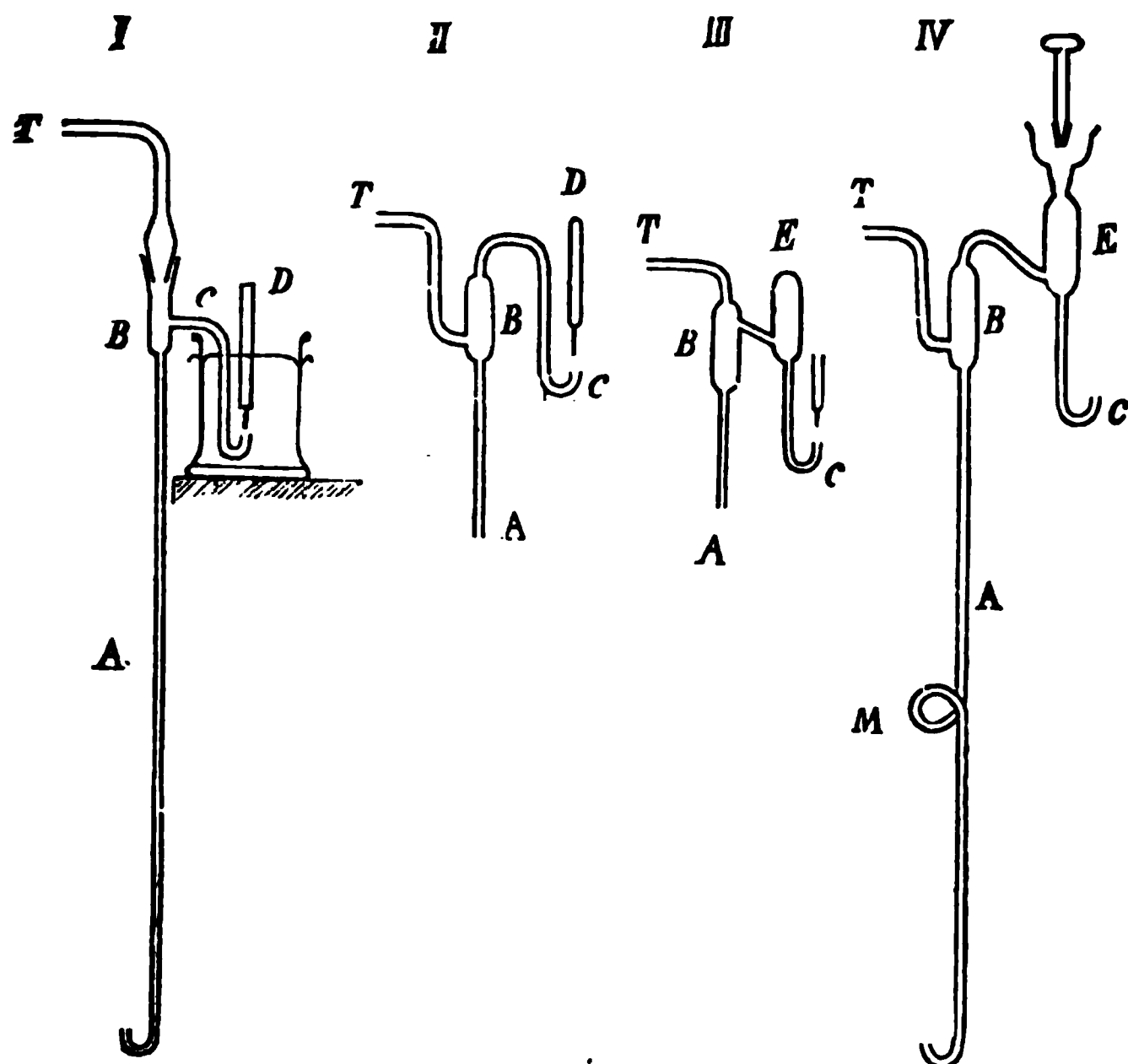
La forma I consiste nel tubo di caduta del mercurio A, lungo circa m. 1,50 e di circa 3 mm. di diametro interno, cui è saldato alla sommità un tubo B corto e un po' più largo che termina superiormente con una superficie conica a smeriglio, in cui s'adatta con grasso il tubo T in cui si vuol fare il vuoto; è facile altresì usare invece della congiunzione con grasso, una saldatura. Nel tubo B è saldato lateralmente il ramo corto C del sifone che termina ricurvo all'insù e con un'apertura capillare ma a pareti spesse che può esser chiusa da un ago tenuto da un manico D (del quale si parlerà più minutamente in seguito) che funziona a modo di valvola.

Alle saldature di A con B e B con C e alla congiunzione smerigliata, si possono sostituire congiunzioni mediante tappi di sovero e mastici in modo facile ad immaginare.

Collocato sopra una mensoletta o altro sostegno alto circa m. 1,50 dal suolo un recipiente piuttosto stretto e profondo con mercurio, immersovi il ramo corto C della pompa sifone, sollevato l'ago ed attivato il sifone, la pompa agisce aspirando

1) Dalla Reale Accademia dei Lincei, vol. 6^o, 2^o sem., ser. 5, fasc. 11. Dicembre 1897.

con una rapidità poco minore di quella teoricamente possibile colle dimensioni usate.



Nella forma II, il ramo corto C del sifone è saldato alla sommità del tubo B, ed a questo invece è saldato lateralmente un tubo D ripiegato all'insù che termina colla congiunzione smerigliata in cui s'adatta il tubo T. Questa forma richiede una saldatura in più della precedente; essa permette però la misura della rarefazione ottenuta.

Queste due forme sono sprovviste di qualsiasi disposizione per trattenere l'aria trascinata meccanicamente dal mercurio.

Tale disposizione (che trovasi nelle forme seguenti) sebbene utile non è completamente indispensabile.

Tuttavia è utile e facile trattenere la quantità d'aria anche minima che può essere trascinata meccanicamente; ciò si ottiene nelle pompe III e IV nelle quali il ramo corto del sifone porta superiormente una bolla E che si vuota contemporaneamente al tubo T, e nella quale l'aria suddetta viene

trattenuta finchè essa non raggiunge una pressione di parecchi millimetri, ciò che richiede molto tempo.

È comodo che la bolla E alla parte superiore possa essere aperta o chiusa mediante un tappo smerigliato, come vedesi nella figura IV; in tal modo, quando si vuol attivare la pompa si può versare rapidamente mercurio nella bolla e così scacciare da essa tutta l'aria, e attivare il sifone senza ricorrere all'aspirazione dalla parte inferiore di A. È utile inoltre che il tubo C penetri dentro la bolla E fino alla parte superiore, così si evita meglio che qualche bolla d'aria invece di fermarsi nella bolla, passi nel tubo di comunicazione colla pompa. Si può p. es., stabilire la comunicazione fra la bolla E ed il resto della pompa IV con una congiunzione a mercurio; perciò il tubo che viene dalla pompa, attraversa un tappo, coperto di mercurio, che chiude il fondo dell'imbutino. Si può anche immergere il ramo C entro una bottiglia sormontata da un imbuto, piena di mercurio e chiusa da un tappo attraversato dal tubo C; in tal modo, quando la pompa agisce nella bottiglia, si forma un vuoto parziale ed il mercurio vi si spoglia d'aria.

Una disposizione che è utile sebbene spesso non del tutto indispensabile, è quella introdotta da Rood e che nella forma IV vedesi in M. Essa consiste nel ripiegare il tubo A in modo che esso formi un anello, a circa 75 cm. dall'orifizio inferiore, ed ha per iscopo d'impedire che le bolle d'aria trascinate dal mercurio ritornino a galla e quindi nella pompa; nell'anello rimane sempre una colonnetta di mercurio che le bolle suddette non possono spostare. La disposizione che ho usato con curvatura continua, senza punti di flesso, è molto facile a costruire e si può inoltre evitare che il tubo diventi più fragile col legare e fissare i due rami di tubo, nel punto ove s'incontrano, con spago e con gesso oppure ceralacca. Però è da notare che finchè dura l'efflusso del mercurio le bolle d'aria che vengono a galla sono imprigionate dalle gocce di mercurio che si trovano ancora alla sommità del tubo A e che quando cessa l'efflusso del mercurio le bolle piccole rimangono aderenti al vetro, e le grandi producono una interruzione del mercurio e sono trattenute per effetto della tensione superficiale di esso.

Per mettere in azione queste pompe essendo il ramo corto C aperto e immerso nel mercurio occorre attivare il sifone, e a tal uopo occorre esercitare all'estremità inferiore del tubo A una leggera aspirazione, facendo uso d'una piccola pompa o della bocca, coll'intermezzo d'un tubo di gomma; basta diminuire la pressione di due o tre centimetri perchè il mercurio oltrepassi la curvatura del sifone e incominci a cadere e continui poscia per il peso delle colonne cadute. Se però si fa uso d'una piccola pompa a stantuffo è utile non aprire il tubo C fintanto che non si è prodotta con essa tutta la rarefazione che può produrre, perchè così si evita tutto il periodo in cui la pompa a mercurio è meno attiva; bisogna però aver cura di evitare che il mercurio penetri nella pompa a stantuffo.

Per regolare o far cessare l'efflusso del mercurio serve bene un grosso ago, fissato ad un manico, la cui parte conica penetri nell'orifizio capillare del tubo C; spesso anche senza lavorare nè il tubo, nè l'ago, la chiusura è se non perfetta almeno sufficiente per rendere l'efflusso del mercurio molto lento (p. es. una goccia ogni minuto primo) ciò che è piuttosto vantaggioso che nocivo; si può del resto ottenere facilmente che la chiusura sia perfetta, bagnando l'ago con una poltiglia di smeriglio fino e facendolo ruotare nell'orifizio suddetto finchè le due parti consumandosi vengano a combaciare esattamente.

È utile inoltre e pressochè indispensabile che l'ago suddetto sia guidato nei suoi movimenti (altrimenti venendosi ad adattare nell'orifizio un po' di traverso facilmente lo rompe) e che inoltre funzioni da valvola che chiuda automaticamente l'orifizio quando il mercurio nel recipiente scende sotto un certo livello, evitando così che questo s'abbassi tanto da lasciar scoperta l'estremità del tubo C e permetta l'entrata dell'aria nella pompa, con proiezione di goccioline di mercurio in tutto il tubo T.

Questa valvola si costruisce facilmente fissando l'ago alla parte inferiore d'una bolla di vetro N, alla parte superiore della quale è fissata un'astina che scorre entro un tubo verticale L fissato alla parte superiore del tubo C (fig. V).

riscalda questo lentamente in modo che il mastice fonda e formi uno strato omogeneo di 5 o 10 mm. sopra il tappo di sovero. La chiusura così è ottima, facile a fare e a disfare. L'anodo è fissato come vedesi nella figura. Per evitare che il vetro fonda per l'azione dei raggi catodici, si può immergere l'estremità del tubo in una scatoletta di carta paraffinata piena d'acqua.

Il tubo suddetto può trasformarsi in un tubo focus, collocando sul fondo una lamina ellittica di platino a 45° dall'asse, che si può fissare in vari modi e fra gli altri con una goccia di smalto. (In mancanza di questo, Diakonoff consiglia lo smalto delle spille che si trovano comunemente in commercio).

Un tubo focus senza saldature dal quale si possono ottenere buoni effetti come dagli altri è quello della fig. VII.

Usando in esso come mastice della ceralacca ordinaria si ha l'inconveniente che essa emette continuamente vapori, e riscaldata bolle facilmente.

È molto migliore l'uso di colofonia resa meno fragile coll'aggiunta (mentre è fusa) di piccole quantità di olio d'oliva, oppure olio di ricino, o paraffina, o vasilina privata delle parti più volatili con un prolungato riscaldamento, o gomma elastica. Le ultime mescolanze sono le migliori; se si mescola gomma elastica è da notare che questa è quasi insolubile nella colofonia a meno che la temperatura sia così elevata da fondere la gomma, ed allora si può aggiungere una grande quantità di questa.

Tutte queste mescolanze hanno il pregio di poter essere riscaldate molto sopra il punto di fusione, senza che bollano, esse allora diventano fluidissime, penetrano per capillarità in tutti gl'interstizi, e solidificandosi formano una massa compatta, omogenea che guarentisce un'ottima chiusura. Le miscele con olio di ricino, vasilina condensata e paraffina hanno inoltre il vantaggio d'esser trasparenti e i possibili difetti divengono visibili. Occorre però avvertire che la quantità di olio di ricino ecc. deve essere molto piccola altrimenti la massa rimane plastica anche a temperatura ordinaria, e sotto una pressione continuata, come p. es. la pressione atmosferica, viene a cedere. Inoltre un eccesso specialmente di olio o di

olio di ricino fa sì che il mastice nel vuoto produce bolle che distruggono l'omogeneità della massa.

Si può sostituire al mastice la lega di Wood, la quale certamente non emette vapori sensibili, operando del resto come per il mastice. Però siccome la lega non aderisce completamente al vetro, per avere una buona chiusura, sopra la lega si può versare uno strato di mastice ben fuso. Una simile chiusura è così buona come quella ottenuta saldando vetro e platino, però forse a lungo andare non resiste ai vapori di mercurio, che però nella durata d'un giorno non pare che producano il minimo effetto.

Un vantaggio di questi tubi, oltre alla facilità di costruzione si ha nella rapidità colla quale vi si produce il vuoto; se il tubo non è umido, pochi minuti di aspirazione sono sufficienti perchè la pressione passi dalla pressione atmosferica a quella necessaria per ottenere i raggi Röntgen. Le ombre sono altresì molto nette. L'intensità dei raggi è sufficiente per produrre sulla lastra fotografica un'immagine intensa delle dita in circa 5', ma a causa della nettezza dei contorni l'immagine è completa anche con una durata molto minore.



SOPRA UN SISTEMA DI CONDUTTURA SOTTERRANEA PROTETTA PER TRAMVIE ELETTRICHE URBANE.

Nota dell' Ing. C. CARLO INCISA.

È noto come per ragione di estetica e di sicurezza, si tenti ora di generalizzare le condutture sotterranee nelle tramvie elettriche.

I progetti di condutture sotterranee proposte fino ad ora possono compendiarsi nei tre gruppi seguenti:

- 1° Grandi canali a fessura aperta.
- 2° Condotte con porzioni elastiche esterne.
- 3° Condotte chiuse a superficie rigida.

I sistemi del primo gruppo danno risultati tecnici soddisfacenti ma esigono spese enormi d'impianto. Quelli del terzo gruppo, sono del tutto chiuse e la corrente è trasmessa ai mo-

tori per mezzo di contatti meccanici o elettromagnetici che funzionano solo al momento del passaggio di un carrozzone.

Al 2° gruppo appartengono quei sistemi a fessura elastica chiusa per tutta la linea, e che si apre solo al passaggio della vettura. È a quest'ultimo sistema che appartiene il progetto dell'Ing. Incisa, il quale ha potuto evitare l'introduzione di cautchou o di molle di acciaio, per la chiusura automatica della fessura.

LIBRI NUOVI

LES MÉTHODES NOUVELLES DE LA MÉCANIQUE CÉLESTE,
di H. POINCARÉ.

(Gauthier-Villars et fils. Parigi).

L'opera, in nitida edizione, è divisa in tre grossi volumi, che sono usciti in tempi diversi, e cioè, rispettivamente nel 1892, nel 1893 e nell'anno in corso.

Questa opera, parto di quel fecondo matematico che è il Poincaré, deve la sua importanza oltre che alla nitidezza e rigore della esposizione, dote comune a tutte le sue numerose pubblicazioni di fisica matematica, principalmente al fatto che tutti i nuovi metodi, dovuti agli sforzi di alcuni astronomi contemporanei, vi sono trattati più col proponimento di farne comprendere lo spirito e di renderne facile il paragone a chi studia, che di metterli sotto la forma più adatta per il calcolatore numerico.

È noto come il problema dei tre corpi abbia una grandissima importanza in astronomia e come sia manifestamente impossibile trovarne un sistema integrale completo: di qui la necessità di ricorrere a metodi approssimativi, i quali sono sino dal principio consistiti nel cercare degli sviluppi che procedano secondo le potenze delle masse. Questi metodi hanno raggiunto un grado tale di perfezione da servire con sufficienza ai bisogni della pratica, e potranno forse servire per lungo

con degli artifizi eleganti ed ingegnosi. Col metodo di Bohlin e colla sua estensione termina il secondo volume.

Nel terzo ed ultimo l'autore svolge la teoria degli invarianti integrali, indicandone la formazione e l'uso; a questa teoria fanno seguito quelle della stabilità, delle soluzioni periodiche di secondo genere e di seconda specie e finalmente quella delle soluzioni doppiamente assintotiche.

È inutile dire che in parecchi argomenti dell'opera campeggiano studi nuovi e interessantissimi dell'autore; i relativi risultati sono ottenuti col rigore assoluto che esigono i matematici, rigore che dà grandissimo pregio specialmente ai suoi teoremi sulle soluzioni periodiche, assintotiche e doppiamente assintotiche. Sono stati poi gli stessi risultati che hanno deciso il Poincaré a formare quest'opera, e che gli hanno permesso di esporre sinteticamente la maggior parte dei metodi fino ad ora proposti, allontanandosi spesso dai modi di esposizione tenuti dai rispettivi autori.

R. MAGINI.

AIDE-MEMOIRE DE PHOTOGRAPHIE PER IL 1899,

di C. FABRE.

(Un vol. di 340 pag. con incisioni. Gauthier-Villars, editore, Parigi. L. 1,75).

La presente opera non è che un'annuario di fotografia, cominciato a pubblicare dal 1876. Il suo scopo è di mettere il lettore al corrente di tutto quello che si fa in un'arte che progredisce ogni giorno e di cui le applicazioni si moltiplicano e si perfezionano sempre più; facilita quindi i lavori dei fotografi e le ricerche dei numerosi dilettanti che si dedicano oggidì a quest'arte utile e dilettevole.

Nel volume sono perciò riuniti gli ammaestramenti più interessanti. Esso è diviso in tre parti: Fotografia teorica, fotografia pratica, fotografia industriale.

La prima parte è una rivista dei progressi compiuti nell'anno in corso. Contiene una lista completa delle società fotografiche e dei lavori compiuti. Fra quest'ultimi l'A. ha insistito specialmente sui processi, apparecchi, prodotti chimici

che hanno dato buoni risultati, il che dà al libro un' impronta eminentemente pratica, e lo rende utilissimo.

Nella seconda parte sono riassunti i principali fondamenti della fotografia. Gli ammaestramenti, le formule, le tavole riportate sono sufficienti a richiamare nella mente dell' operatore quelle nozioni pratiche che egli ha già imparate ma che non ha più presenti alla memoria.

La terza parte è indirizzata più specialmente ai commercianti i quali hanno, per così dire, sottomano, la lista dei principali clienti; il dilettante vi trova inoltre riunite indicazioni utilissime che possono evitargli ricerche lunghe e spesso difficili.

Un' agenda termina il volume; essa permette di scrivere delle note, che completano, in certo qual modo, questo annuario.

R. FEDERICO.

**OPINIONS ET CURIOSITÉS TOUCHANT LA MATHÉMATIQUE,
d'après les ouvrages français des 16^e, 17^e et 18^e siècles.**

per G. MAUPIN.

(Un vol. di 200 pag. G. Carrés e C. Naud, editori, Parigi).

Nei secoli scorsi, quando la matematica non aveva raggiunto quel rigore moderno, dovevano avere un' impronta di curiosità tutta speciale le opere dei matematici i quali spesso con disinvoltura fra una dimostrazione e l' altra parlavano di morale o magari di filosofia, ed abordavano problemi ritenuti insolubili e ne cercavano in tutti i modi la soluzione. Essi cadevano così in errori grossolani ed erano spesso condotti a emettere teorie ed opinioni che ora si leggono con curiosità e valgono a darci un' idea di quello che era lo studio delle matematiche in quei tempi.

Chi non ricorda, per esempio, le innumerevoli soluzioni che in ogni tempo si è cercato di dare della quadratura del cerchio? E appunto da una di queste soluzioni comincia il presente volume.

E precisamente comincia dalla geometria di Oronce Fine, verso l' anno 1556, il quale oltre alla quadratura del cerchio,

crede anche di trovare la duplicazione del cubo, la trisezione dell'angolo, e cose simili.

Il problema della quadratura del cerchio doveva esser poi ripreso da un eccelso canonico, filosofo e poeta, e cioè da Carlo de Bouteles (1596) il cui libro porta una prefazione in versi e contiene una strana mescolanza di proposizioni esatte e di ricette sbagliate.

E così leggendo il volume passano rapidamente sotto gli occhi tante cose curiose che trattengono volentieri il lettore.

Ora è Alexis Le Tenneur che dimostra i vantaggi che si avrebbero a insegnare la matematica in francese piuttosto che in latino. — atto veramente rivoluzionario in quei tempi — ora è il gesuita Pardies che prova l'esistenza di Dio dalla considerazione degli spazi assintotici, ora è Prestèt che consiglia lo studio delle matematiche perchè esse moderano le passioni!

Ho cercato di dare un'idea di quello che contiene il libro. Ma sono molte e belle le cose che vi si trovano e di cui non si può neanche accennare brevemente: i trentadue capitoli in cui è diviso il volume contengono ciascuno qualche novità, qualche curiosità, che non solo si legge volentieri, ma che spesso si rilegge.

Il volume è rilegato in tela e oro. L'edizione è accuratissima, la stampa nitida e bella, su ottima carta.

R. FEDERICO.

MANUEL DU PHOTOGRAPHE AMATEUR,

per F. PANAJOU.

(3. ediz. 284 pag. con 63 incisioni. Gauthier-Villars, editore, Parigi 1899).

Di Manuali di fotografia per dilettanti ne esistono parecchi: ma gli uni volendo contenersi in limiti ristretti riescono insufficienti e servono tutto al più per richiamare alla mente di chi le ha già acquistate le nozioni principali di fotografia: gli altri al contrario riescono poco pratici per la grande mole e di poca utilità ai dilettanti, i quali in generale hanno bisogno di nozioni chiare, precise, in modo che il manuale serva

dei primi apparecchi, indica i mezzi impiegati per evitarle l'una dopo l'altra, e segna infine le soluzioni le più perfette e le più pratiche. Questo libro sarà una guida preziosa per tutti coloro che avranno l'ambizione di creare nuovi tipi di apparecchi per la fotografia animata.

Si può quindi dire che questo volume sia la storia della cronofotografia. E invero dalle origini del metodo si passa fino alle più moderne invenzioni. Sono descritti dapprima i sistemi ad apparecchi multipli, poi quelli a striscia sensibile, derivati tutti dall'apparecchio di Marey, e si arriva infine ai cinematografi di cui si ha già una lista assai lunga, e fra i quali primeggia quello dei fratelli Lumière.

Infine l'A. studia i metodi più pratici per ottenere le strisce fotografiche e il loro impiego nella lanterna a proiezione.

R. FEDERICO.

CINEMATIQUE ET MECANISMES. POTENTIEL ET MECANIQUE DES FLUIDES,
di H. POINCARÉ.

(Paris, G. Carré et C. Naud, Edit., 1899).

Il libro edito con suprema eleganza dai sigg. Carré e Naud, si raccomanda da sé a chi appena cominci a scorrere le prime pagine. Tutte le parti vi sono svolte in modo facile piano, intelligibilissimo a chi abbia appena conoscenza del calcolo. Di molti teoremi sono date la dimostrazione analitica, la dimostrazione geometrica, e numerose applicazioni ed eleganti esercizi seguono alle teorie più importanti.

Il trattato è diviso in due parti. La prima parte comprende la cinematica e ha sei capitoli. I primi cinque trattano del movimento; il sesto dei meccanismi.

Il primo capitolo tratta delle varie specie di movimenti rettilineo e curvilineo, della composizione e decomposizione delle velocità e delle accelerazioni e si chiude colla determinazione delle componenti normali e tangenziali dell'accelerazione nel caso di un movimento curvilineo.

Il II capitolo tratta del movimento di una figura piana invariabile scorrevole su un piano. Detto da prima della rotazione

zione e della traslazione, tratta poi del movimento di una curva mobile invariabile assoggettata a restare tangente a una curva fissa, della riduzione di un movimento piano a un movimento di rotolamento, e infine del movimento epicicloidale.

Il III capitolo è dedicato al movimento di un corpo solido invariabile, e il IV studia il movimento più generale di un corpo solido, che si dimostra potersi sempre considerare come risultante di una traslazione e di una rotazione. Il capitolo V studia il movimento relativo di un punto, che definisce come il movimento di un punto che apparirebbe a un osservatore invariabilmente legato agli assi mobili.

Nel capitolo VI infine tratta da prima dei movimenti usualmente utilizzati dall'industria e dice della necessità che l'industria ha di trasformare l'un moto nell'altro. Nel seguito del capitolo tratta dei vari meccanismi adoperati per tali trasformazioni, come bielle, ingranaggi, ecc. Il capitolo si chiude colla trattazione della *coulisse di Stephenson*.

Il I capitolo della seconda parte tratta delle *funzioni delle forze* e del *potenziale*.

Nel capitolo II si ha un'ampia trattazione del teorema di *Green* e delle sue applicazioni. In fine del capitolo si trova il *problema di Dirichlet*.

Nel capitolo III si tratta dell'attrazione esercitata da un *elissoide*.

I capitoli IV e V sono dedicati alla meccanica dei fluidi. L'A. considera i liquidi come fluidi incompressibili e i gas come fluidi compressibili. Nel primo di questi capitoli studia l'equilibrio dei fluidi; nel secondo ne studia il movimento.

P. BACCEI.

I MODERNI PROCESSI FOTOMECCANICI per RODOLFO NAMIAS.

(Manuali Hoepli, Milano 1899).

Edito con molta eleganza questo manuale è dedicato a tutti coloro i quali o per diletto e per industria propria si danno allo sviluppo sempre crescente dell'arte fotografica.

in queste condizioni e reciprocamente. Per un gas che godesse di questa proprietà in tutte le condizioni, si avrebbe

$$\frac{v}{v_0} = \frac{T}{T_0}$$

dove il volume v , corrisponde alla temperatura T , quella, ad es., del ghiaccio fondente. Non solo questo gas seguirebbe la legge di Gay-Lussac, ma avrebbe per coefficiente di dilatazione l'inversa della temperatura termodinamica del ghiaccio fondente.

Dalla equazione prima l'A. ha tratto una formula che dà l'abbassamento di temperatura prodotto quando un gas passa dalla pressione $2p$ alla pressione p alla quale si riferiscono i valori noti delle costanti $\gamma = \frac{C}{c}$, α e μ che intervengono nella formula stessa. I valori dedotti da quest'ultima per vari gas coincidono con quelli ottenuti dal Bouty applicando le formole di Clausius o di Van der Waals, calcolando i coefficienti dai risultati sperimentali di Amagat.

BAGARD H. *Sulle variazioni di resistenza di un conduttore elettrolitico in un campo magnetico* (pp. 91-93). — L'A. ha trovato che la resistenza di un conduttore varia in un campo magnetico mediante la seguente disposizione sperimentale:

La parte di un conduttore che si trova nel campo ha la forma di un anello che sarebbe generato dalla rivoluzione di un rettangolo attorno ad un asse parallelo ad uno dei suoi spigoli: si fa coincidere quest'asse con quello dell'elettrocalamita di Faraday. Quest'anello interrotto per un breve tratto si chiude alle due estremità con due tubi pieni com'esso del liquido da cimentare; l'estremità opposte di questi tubi sono occupate da larghi elettrodi destinati a portarvi il contatto. Si congiungono gli elettrodi ai poli di una serie di accumulatori e si osserva l'intensità della corrente mediante un galvanometro Despretz-D'Arsonval posto in derivazione sopra una debole resistenza presa nel circuito. Appena si stabilisce il campo magnetico la resistenza dell'anello liquido aumenta.

BECQUEREL H. *Sulla dispersione anomala del vapore di sodio incandescente e sopra alcune conseguenze di questo fenomeno* (pp. 145-151). — L'A. espone uno studio delle curve date dall'esperienza da lui istituita ¹⁾ mediante le quali si rileva il procedimento delle variazioni degli indici di rifrazione del vapore di sodio nella regione dello spettro che è profondamente alterata dal-

1) Nuovo Cimento, (4), t. 9, pag. 229.

da una certa torsione esercitata sopra un filo di acciaio, la torsione permanente T_r varia proporzionalmente alla torsione iniziale T_0 . Inoltre confrontando dei fili di diametro differente, la differenza di queste due torsioni $T_0 - T_r$ è inversamente proporzionale al diametro d , dunque

$$T_r = T_0 - \frac{k}{d}.$$

Inoltre l'A. ha osservato che la costante k non può caratterizzare lo stato di un acciaio temprato e ricotto, perchè essa varia molto rapidamente in vicinanza del punto di ricalescenza e del punto di tempera massima; infine da questi fatti ha tratto un nuovo metodo di determinazione di questi punti.

COTTON A. *Birifrangenza prodotta dal campo magnetico, legata al fenomeno di Zeeman* (pp. 294-296). — L'A. ha ripetuto la esperienza da lui derivata da quella del prof. Righi ¹⁾, studiando ora coi reticoli di Rowland la luce che emerge da una fiamma posta fra due nicoli all'estinzione, le cui sezioni normali sono a 45° sulle linee di forza di un campo magnetico, quando esso agisca. L'A. ha ritrovato vari risultati del prof. Righi, del Becquerel e del Voigt. Le sue ricerche relative alla birifrangenza sono concordi coll'interpretazione del Becquerel: « che le vibrazioni parallele e perpendicolari al campo magnetico avendo dei massimi di assorbimento distinti, hanno delle curve di dispersione anomala distinta; che inoltre il senso delle rotazioni e l'andamento particolare della curva di dispersione rotatoria nell'esperienza di Macaluso e Corbino possono essere preveduti mediante la semplice considerazione di due vibrazioni circolari inverse ».

LE BON G. *Sulla trasparenza dei corpi opachi per le radiazioni luminose di grande lunghezza d'onda* (pp. 297-300). — Proseguendo le sue ricerche sulle radiazioni di natura molto varia da lui designate col nome di *luce nera*, l'A. è stato condotto a constatare che i corpi reputati più opachi sono al contrario molto trasparenti per delle radiazioni di grande lunghezza d'onda e che è possibile e facile di fotografare colla camera oscura, in pochi secondi degli oggetti chiusi in scatole molto opache, attraversando, ad es., lamine di ebanite, di acajou, di cloruro di argento, di quarzo affumicato ecc.

SAGNAC G. *Emissione di differenti raggi molto diversamente assorbibili nella trasformazione dei raggi X operata da uno stesso corpo* (pp. 300-303). — L'A. ha confermato coi metodi elettroscopici

1) Nuovo Cimento, (4), t. 8, p. 102 e t. 9, pag. 295.

accordo esiste fino alla concentrazione di 3 %, al 9 % la concordanza non si verifica più. Tutto questo sarebbe d'accordo con la teoria delle soluzioni diluite.

Inoltre la f. e. m. è proporzionale alle temperature assolute tuttavia fra il calcolato e il trovato c'è sempre una differenza dal 1 al 3 %; per la qual cosa diluendo una amalgama non si ha variazione di temperatura.

La quantità di calore che si sviluppa quando un grammo-atomo di Cd (gr. 112,3) si scioglie in gr. 11100 e più di mercurio è di 505 picc. calorie, e per lo zinco (gr. 65,4 in gr. 6500 e più mercurio) è di 2255 picc. calorie.

WALD F. *Che cosa è un individuo chimico?* (pp. 13-16). — L'A. protesta contro l'asserzione del Tammann (*Zeitsch. phys. Ch.* 27, 323; *Centr. Blatt.* 98, II. 1079) di ritenere per tradizione una specie chimica ogni sostanza omogenea e che questa omogeneità è indipendente dallo stato fisico di essa. Dà dell'individuo chimico la seguente definizione: « Individui chimici sono fasi; un sistema di fasi si presentano con almeno una variabile indipendente, e in tutte le altre variazioni compatibili con l'assieme del sistema hanno una composizione costante ».

TAMMANN G. *Sulla viscosità dei liquidi soprafusi* (pp. 17-32). Col raffreddare un liquido si può aumentare così la sua viscosità da renderla superiore a quella della sostanza solida cristallina. Dal momento che nella trasformazione di una sostanza dallo stato liquido allo stato amorfo solido vi è una variazione uniforme nelle proprietà fisiche, ne consegue che le così dette sostanze amorfe solide non sono altro che liquidi sopraraffreddati. Mentre si ha un salto nella viscosità delle sostanze cristalline e delle stesse allo stato liquido. L'A. determina la viscosità secondo il principio di Stokes e Jones (*Philos. Mag.* (5), 37, 451, 1894) cioè determinando il tempo che una sfera di platino impiega ad attraversare il liquido in esame, oppure considerando il tempo che impiega un cilindretto metallico a muoversi in seno al liquido. Le sostanze impiegate sono: piperina, betolo, alfolo, peucedamina, cocaina, papaverina, zucchero di canna e di uva, brucina santonina, narcotina, alliltiourea, cloruretano, acido chinico. Il punto in cui un corpo comincia a potersi muovere in seno a queste sostanze soprafuse è circa 90° sotto il punto di fusione; per la santonina e narcotina ascende a 120°: per la brucina e lo zucchero di canna a 50°. Il coefficiente di dilatazione del betolo sia liquido che solido (vetroso) è lo stesso. La tensione superficiale varia uniformemente colla temperatura, aumenta all'abbassarsi di questa.

alla rapida ossidabilità (decomposizione) dell'acido clorometallico che si forma e si suppone esistere in soluzione, ritornandosi poi al cloruro del metallo corrispondente. Questo specialmente per il CdCl_2 ; quanto al $\text{PtCl}_2 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ l'azione è meno rapida e ciò per la non completa decomposizione del composto che riforma, come sarebbe dimostrato da alcune misure di intensità della corrente che con crescente differenza di potenziale si fa attraversare una soluzione di HCl addizionata di H_2PtCl_6 . Per mezzo poi dell'abbassamento del punto di congelamento l'A. crede di poter stabilire l'esistenza di veri composti complessi dell' HCl con CdCl_2 . Egli chiama poi pseudo catalizzatori quelle sostanze che pur determinando un aumento nell'esito finale della reazione pure non l'accelerano.

SCHREBER K. *Contributo sperimentale alla teoria della pressione osmotica* (pp. 79-98). — L'A. si propone di vedere se la teoria cinetica dei gas si può estendere alla interpretazione della pressione osmotica. Egli suppone che come in un gas p. e. nell'aria un movimento brusco di una parte di essa determina una pressione (pressione determinata dal vento) così se in seno ad una soluzione si determina per una parte sola delle molecole un cambiamento della velocità, si deve stabilire una pressione in certo qual modo analoga a quella determinata dal vento. Sperimentalmente egli crede di giungere a ciò adoperando degli elettroliti CuSO_4 ; $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2$; K_2SO_4 ; $\text{Zn}(\text{NO}_3)_2$. Se in una soluzione di un elettrolita si interpone una membrana semipermeabile e attraverso alla soluzione si fa passare una corrente elettrica perpendicolarmente alla membrana stessa la velocità dei cationi nella loro direzione viene aumentata, e nell'unità di tempo la membrana è battuta da una parte con un maggior numero di urti che dall'altra, così si dovrà stabilire una differente pressione osmotica che sarebbe dovuta a questo aumento della velocità degli ioni. L'A. sviluppa una formula che esprime da un lato la relazione fra la pressione (dovuto all'aumento di velocità degli ioni, e la differenza di potenziale) e dall'altro esprime la porzione di pressione determinata dagli ioni liberi sulla membrana. Le esperienze le eseguisce con un apparato analogo a quello del Pfeffer modificato in modo da poter mandare una corrente elettrica attraverso la soluzione. Esiste una certa proporzionalità fra l'aumento di pressione e la differenza di potenziale, ma l'influenza sulla pressione dovuta agli ioni è assai differente per ogni cellula. I risultati ottenuti confrontati con quelli calcolati sono assai differenti tanto che l'A. non ammette che la teoria cinetica dei gas si possa estendere alla pressione osmotica.

formula di interpolazione $\mu = A - Bv \frac{1}{3}$. Per le soluzioni concentrate i valori calcolati e trovati non vanno d'accordo.

Il fatto che per gli elettroliti deboli vale la legge della diluizione mentre per i forti non vale, l'A lo attribuisce nel primo caso alla presenza di molecole doppie che in principio in parte subiscono la dissociazione elettrolitica, mentre nel secondo caso le molecole semplici sono o alcune o tutte dissociate. Nell'ordinaria dissociazione non è aumentato il movimento progressivo degli ioni, ma quello rotatorio; il che non influisce sul prodotto RT rispetto alla pressione osmotica. Nella dissociazione elettrolitica invece gli ioni hanno aumentato il movimento progressivo, e il prodotto RT aumenta rispetto al grado di dissociazione.

COHEN ERNST. *Sulla velocità di inversione in soluzioni acquose alcooliche* (pp. 145-153). — L'A. determina la velocità di inversione dello zucchero di canna per mezzo dell' HCl , in soluzioni acquose-alcooliche. La velocità di inversione con soluzioni da $\frac{1}{32}$ fino a $\frac{1}{128}$ N di HCl in acqua che contiene il 50 % di alcool è costantemente $\frac{2}{3}$ della corrispondente velocità per soluzioni acquose. L'abbassamento della velocità di inversione nelle soluzioni alcoolico-acquose l'A. lo attribuisce all'influenza del « solvente ». Con soluzioni $\frac{1}{2}$ fino a $\frac{1}{16}$ N di HCl il rapporto va da 1,21 fino a 1,42. Così il rapporto fra le velocità d'inversione in soluzione acquosa e alcoolico-acquosa aumenta in principio colla diluizione fino a raggiungere un valore limite che sarebbe in questo caso 1,48.

WAGNER JULIUS. *Intorno alla misura volumetrica dei liquidi e alla preparazione delle soluzioni normali* (pp. 193-220). — L'A. studia gli errori possibili nell'analisi volumetrica inerenti alla misura negli apparecchi graduati e che dipendono sia dalla temperatura, sia dalla natura dell'apparecchio (se buretta, pipetta o pallone graduato) sia dall'aderenza del liquido alle pareti o dalla sua densità; e in fine nella preparazione delle soluzioni normali determina gli errori possibili di pesata e quelli dovuti all'impurezza delle sostanze. Riguardo alla temperatura se l'apparecchio è stato graduato a 15° dà i seguenti numeri di correzione per $\frac{1}{100}$ per le temperature:

| | | | | | | | | | |
|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|------|
| 16° | 17° | 18° | 19° | 20° | 21° | 22° | 23° | 24° | 25° |
| 0,1 | 0,3 | 0,5 | 0,7 | 0,8 | 1,0 | 1,2 | 1,5 | 1,7 | 1,9. |

NOYES ARTUR A. *Relazione fra lavoro osmotico e pressione osmotica* (pp. 220-224). — L'A. riferendosi ad un lavoro in collaborazione del signor Abbot (*Ztsch. phys. Ch.* 23, 60) sulla pressione osmotica e tensione di vapore discute la questione che

RAMSAY W. e TRAVERS M. W. *Preparazione e proprietà dell'argo puro* (pp. 241-250). — Considerando che in qualunque modo si ottenga l'argo, sia per assorbimento dell'azoto con il magnesio, o con lo scintillamento elettrico, o per diffusione frazionata dell'argo stesso attraverso setti porosi, o per distillazione frazionata dell'argo liquido si ottiene sempre un gas la cui densità è di 19,95 (peso atomico 39,88) gli A. sono indotti ad ammettere trattarsi di un unico elemento. Ora messo a confronto il peso atomico dell'argo con quello dell'elio che è $= 4$ la differenza è in numero tondo 36. Eguale differenza v'è fra il fluoro e manganese; cromo e ossigeno (36,3); vanadio e azoto (37,64); titanio e carbonio (36,4). Fra ogni due di questi elementi ce n'è un terzo che ha una differenza di circa 16 dall'uno e dall'altro. Così per analogia si può supporre che fra l'argo e l'elio vi sia un altro elemento il quale se è un gas mono atomico dovrà avere la densità di 10. Ma per quanto si tentò la diffusione frazionata dell'elio, ottenuto da tutte le sorgenti fino ad ora conosciute, e anche dell'argo non si riuscì mai ad avere un gas che si avvicinava a quella densità. Scopo degli A. è di preparare dell'argo purissimo e di stabilire alcune proprietà di esso. Descrivono e danno lo schizzo dell'apparecchio che servì loro per preparare 15 l. di argo per i quali occorsero l. 1500 di aria e circa 5 kg. di magnesio. L'ossigeno era fatto assorbire dal rame, l'azoto dal magnesio e per facilitare notevolmente l'assorbimento, anche a temperatura non molto elevata (rosso incipiente) adoperavano magnesio in polvere mescolato con ossido di calcio privo di acqua e preparato dall'arroventamento in muffola del carbonato precipitato con un ultimo passaggio sull'ossido di rame e sulla mescolanza suddetta il gas veniva purificato dall'idrogeno e del rimanente azoto. L'argo così preparato fu fatto liquefare, e separato dal xenon, kripton, neon per ripetute distillazioni frazionate. L'argo così purificato ha una densità di 19,957 $\pm 0,001$; il potere rifrangente determinato secondo il metodo di Rayleigh è di 0,9665. Il punto di ebollizione dell'argo secondo Olszewski è a -187° quello dell'ossigeno a -182° fino a questa temperatura l'argo si comporta come un gas normale.

Comparando un termometro ad argo con uno di idrogeno da $+100^{\circ}$ a -182° la relazione $RT = PV$ si mantiene costante per i due gas. Perciò l'argo anche in prossimità del punto di liquefazione non mostra di polimerizzarsi.

RIMBACH E. *Sulla variazione del grado di rotazione degli elettroliti attivi in soluzioni acquose diluite* (pp. 251-256). — L'A. studia le variazioni del grado di rotazione di alcuni elettroliti con

Le esperienze esposte dall'A. non portano naturalmente nessuna prova decisiva contro la teoria di Warburg sui fenomeni di elettrocapillarità, e confermano ancora una volta la teoria di Nernst sulla tensione elettrolitica di soluzione.

SCHENCK RUDOLF. *Ricerche sui liquidi cristallini* (pp. 280-288). Due sono le interpretazioni che si danno dei liquidi anisotropi, una dovuta al Lehmann che considera i corpi anisotropi come liquidi cristallini, veri e proprii individui chimici; e l'altra di Quincke che suppone invece degli aggregati di piccoli cristalli circondati da un invisibile straterello di liquido di natura diversa. Ora un mezzo per decidere della questione è quello di determinare la temperatura di trasformazione dalla forma anisotropa in quella isotropa, determinando anzitutto quale è l'influenza delle impurezze e cercando di eliminarle completamente. L'A. come materiale sperimentale adopera il p. azoxianisolo che si presta assai bene per la sua facile purificazione e separazione da qualsiasi altra impurezza.

A 116° incomincia la trasformazione nella forma solida, a 134° incomincia la trasformazione nel liquido isotropo.

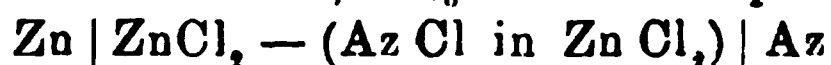
Sopra i 134° si ottiene una sostanza fusa che può essere filtrata e separata dalle sostanze in sospensione. Ritornando a raffreddare alla temperatura di trasformazione una parte della modificazione anisotropa si separa e si raccoglie al fondo, la parte liquida chiara soprastante si può levare con una pipetta antecedentemente riscaldata. Le impurezze si raccolgono nel liquido soprastante, e la modificazione anisotropa è affatto priva di impurezze ed ha una temperatura di trasformazione costante, come l'A. ha provato per il p. Azoxianisolo che l'ottenne cristallizzato sia dall'alcool che dal cloroformio, e dall'acetone. A meno che non si faccia la supposizione che anche in questi casi si separino delle mescolanze eutettiche l'A. per l'azoxianisolo trova

| | | |
|---------------------------------------|-------------------|--------|
| per quello cristallizzato dall'alcool | temp. di trasfor. | 133,60 |
| » acetone | » | 133,60 |
| » cloroformio | » | 133,55 |

ciò avvalorerebbe l'asserzione del Lehmann.

La temperatura di trasformazione secondo Ostwald è assai vicina al punto critico, per determinarne la differenza l'A. determina il coefficiente di temperatura dalla relazione termodinamica $\frac{du}{dt} = c_1 - c$ dove u è il calore di trasformazione; c_1 il calorico specifico della sostanza liquida isotropa e c del liquido cristallino. Le quantità c_1 e c l'A. le determina con un calorimetro di

Descrive e dà la figura dell'apparecchio adoperato cercando di diminuire le difficoltà che si presentano dovendo operare a temperature elevate. Due tubi di vetro ripiegati inferiormente all'insù e un po' rigonfiati in questa piegatura, che contengono rispettivamente le mescolanze diversamente concentrate e il filo di argento in esse infitto costituiscono gli elettrodi. Questi sono messi in comunicazione mediante una mescolanza fusa al 10% di AgNO_3 in parti eguali di NaNO_3 e KNO_3 . Il tutto è chiuso entro una grande provetta di vetro circondata dai vapori di chinolina e difenilamina. Le concentrazioni agli elettrodi andavano da 0,1 % al nitrato di argento puro. La concentrazione volumetrica molecolare era calcolata dalla densità della mescolanza alla temperatura di 236° . La conducibilità del vetro non aveva influenza sui risultati. Per le pile in cui la concentrazione era rispettivamente di 0,1 % e 1 % di AgNO_3 , la forza elettromotrice diminuiva assai rapidamente dal valore iniziale, indicando ciò una reazione fra il metallo e l'elettrolito. Del resto i valori trovati coincidono con grande approssimazione con quelli calcolati dalla teoria osmotica, così il nitrato di argento già alla concentrazione del 10 % sarebbe completamente dissociato. Per concentrazioni elevate l'accordo non è così soddisfacente. Per queste concentrazioni però la dissociazione non è completa. Per la concentrazione del 50 % il grado di dissociazione del AgNO_3 ascende al 0,69 %, e per il AgNO_3 fuso sarebbe 0,58 %.



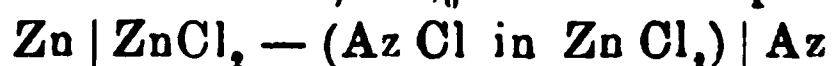
e analogamente per il Zn Br_2 e Ag Br non si hanno valori costanti.

RICHARD WILLIAM THEODOR e CURCHILL JESSE BRIGGS. *La temperatura di trasformazione di sistemi complessi come punti fissi nella termometria* (pp. 313-316). — È una nota preliminare per reclamare la priorità del lavoro sui signori Meyerhoffer e Saunders. Contemporaneamente gli A. danno alcune temperature di trasformazione di sali cristallizzati così per il

| | Termometro a mercurio | Termometro a idrogeno |
|-------------------------|--------------------------|--------------------------|
| Cromato sodico . . . | 19,71 | 19,63 |
| Solfato » . . . | 32,484 | 32,379 |
| Carbonato » . . . | 35,3 | 35,2 |
| Iposolfito » . . . | 48,0 | 47,9 |
| Bromuro » . . . | 50,8 | 50,7 |
| Cloruro di manganese . | 57,8 | 57,7 |
| Fosfato trisodico . . . | 73,4 | 73,3 |
| Idrato di bario. . . . | 78,0 | 77,9 |

Questi numeri vanno riconfermati da ulteriori più accurate ricerche, essendosi gli A. limitati a stabilire se questi punti

Descrive e dà la figura dell'apparecchio adoperato cercando di diminuire le difficoltà che si presentano dovendo operare a temperature elevate. Due tubi di vetro ripiegati inferiormente all'insù e un po' rigonfiati in questa piegatura, che contengono rispettivamente le mescolanze diversamente concentrate e il filo di argento in esse infitto costituiscono gli elettrodi. Questi sono messi in comunicazione mediante una mescolanza fusa al 10% di AgNO_3 in parti eguali di NaNO_3 e KNO_3 . Il tutto è chiuso entro una grande provetta di vetro circondata dai vapori di chinolina e difenilamina. Le concentrazioni agli elettrodi andavano da 0,1 % al nitrato di argento puro. La concentrazione volumetrica molecolare era calcolata dalla densità della mescolanza alla temperatura di 236° . La conducibilità del vetro non aveva influenza sui risultati. Per le pile in cui la concentrazione era rispettivamente di 0,1 % e 1 % di AgNO_3 , la forza elettromotrice diminuiva assai rapidamente dal valore iniziale, indicando ciò una reazione fra il metallo e l'elettrolito. Del resto i valori trovati coincidono con grande approssimazione con quelli calcolati dalla teoria osmotica, così il nitrato di argento già alla concentrazione del 10 % sarebbe completamente dissociato. Per concentrazioni elevate l'accordo non è così soddisfacente. Per queste concentrazioni però la dissociazione non è completa. Per la concentrazione del 50 % il grado di dissociazione del AgNO_3 ascende al 0,69 %, e per il AgNO_3 fuso sarebbe 0,58 %. Pile del tipo



e analogamente per il Zn Br_2 e Ag Br non si hanno valori costanti.

RICHARD WILLIAM THEODOR e CURCHILL JESSE BRIGGS. *La temperatura di trasformazione di sistemi complessi come punti fissi nella termometria* (pp. 313-316). — È una nota preliminare per reclamare la priorità del lavoro sui signori Meyerhoffer e Saunders. Contemporaneamente gli A. danno alcune temperature di trasformazione di sali cristallizzati così per il

| | Termometro a mercurio | Termometro a idrogeno |
|-------------------------|--------------------------|--------------------------|
| Cromato sodico . . . | 19,71 | 19,63 |
| Solfato » . . . | 32,484 | 32,379 |
| Carbonato » . . . | 35,3 | 35,2 |
| Iposolfito » . . . | 48,0 | 47,9 |
| Bromuro » . . . | 50,8 | 50,7 |
| Cloruro di manganese . | 57,8 | 57,7 |
| Fosfato trisodico . . . | 73,4 | 73,3 |
| Idrato di bario. . . . | 78,0 | 77,9 |

Questi numeri vanno riconfermati da ulteriori più accurate ricerche, essendosi gli A. limitati a stabilire se questi punti

in cui K è la conducibilità termica, c calore specifico, ρ la densità e $\sqrt[3]{\frac{\bar{m}}{\rho}}$ la distanza media delle molecole dei liquidi. I risultati rispondono assai bene per l'acqua, acido acetico, glicerina se per K si prendono i valori dati dal H. F. Weber, non si ha coincidenza se si prendono come base i valori del Lees. Il valore di E varia assai con la temperatura. Il valore di E per l'alcool è assai basso.

KUENEN J. P. e ROBSON W. G. *Solubilità reciproca dei liquidi. Tensione di vapore e punto critico delle mescolanze* (pp. 342-365). — L'esperienze degli A. si riferiscono all'equilibrio fra la fase di vapore e liquida, di due liquidi che non si mescolano in tutte le proporzioni che per determinate temperature; e ciò specialmente in riguardo alla pressione di equilibrio di alcune di queste miscele a temperature differenti, e ai fenomeni che intervengono al punto critico.

La reciproca solubilità di due liquidi varia notevolmente con la temperatura, in generale aumenta con essa, e le due fasi si avvicinano così da diventare identiche. Al di sopra di questa temperatura i due liquidi sono miscibili in tutte le proporzioni. Le relazioni fra la temperatura e la composizione dei liquidi sono espresse da curve che gli A. chiamano curve di solubilità, le quali danno per ogni temperatura la fase d'equilibrio dei due liquidi. Secondo il Rothmund esistono due punti critici, uno superiore e uno inferiore, (uno a temp. elevata e l'altro a bassa temp.) fra questi due punti i liquidi possono stare separati. La pressione non ha che una influenza trascurabile sull'equilibrio. Per mescolanze di etano-alcool etilico; oppure propilico, isopropilico, e butilico la curva di solubilità è realizzabile fra i due punti critici, questo campo diventa tanto più piccolo quanto più aumenta il peso molecolare. Per l'alcool metilico il punto critico inferiore non fu raggiunto. Per mescolanze di etere e acqua il punto critico fu raggiunto a 201°. Le impurezze hanno una grande influenza sui fenomeni al punto critico.

Le esperienze sono fatte in tubi speciali da poter misurare la pressione e la temperatura; quando si è raggiunto il punto critico lo strato di separazione dei due liquidi sparisce rapidamente.

SALVADORI.

Wiedemann's Annalen. Vol. LXIV N. 3 1898.

KOHLRAUSCH L., HÖLBORN L. e DIESSELHORST H. *Nuovi dati su la conducibilità degli elettroliti* (pp. 417-455). — Le misure relative alla conducibilità degli elettroliti si sono fatte finora riferendole all'unità Siemens e alle determinazioni di Werner Siemens. Gli A. comunicano alcuni dati fondamentali, che per la

DAHMS A. *Calore di separazione nelle soluzioni, abbassamento del punto di gelo, solubilità* (pp. 507-518). — Per *calore di separazione* intende l'A. il calore che si svolge in una soluzione quando, per una causa qualunque, uno dei componenti si separa in tutto o in parte. Sarà p. e. calore di *condensazione*, di *solidificazione*, di *precipitazione*, ecc. La memoria, di indole prevalentemente teorica, e quindi male adatta ad un breve riassunto, si occupa di riconoscere fino a che punto le formole ricavate per le soluzioni diluite convengano alle concentrazioni un po' grandi.

WIEDEBURG O. *Terza memoria sopra i processi irreversibili* (pp. 519-548). — Lavoro di interesse esclusivamente matematico, del quale non si potrebbe dare un'idea in poche parole.

BUCHERER A. H. *Su la pressione osmotica* (pp. 549-554). — L'A. cerca di sostituire alla relazione empirica data da Raoult per l'abbassamento della tensione di vapore delle soluzioni una formula dedotta teoricamente. Questa però si accorda male con i risultati delle esperienze del Dieterici.

LUMMER O. e PRINGSHEIM E. *Determinazione del rapporto k dei calori specifici per alcuni gas* (pp. 555-583). — Se un gas perfetto passa adiabaticamente dalla pressione p_1 alla pressione p_2 , la sua temperatura varia dal valore T_1 al valore T_2 , fornito dalla formula:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}}$$

dove k è il rapporto dei calori specifici. Di qui si ricava:

$$k = \frac{\log \frac{p_1}{p_2}}{\log \frac{p_1}{p_2} - \log \frac{T_1}{T_2}},$$

si può dunque calcolare la k se, dall'esperienza, si conoscono le altre quattro quantità. Nelle esperienze degli A. un gas raccolto nello stato (p, T_1) si lascia diffondere liberamente nell'aria; si misura la pressione iniziale, le due temperature e, la pressione atmosferica.

La p_1 veniva determinata con due manometri ad acido solforico e a mercurio, la p_2 con un barometro di Sprung, la T_1 con un termometro diviso in decimi di grado e la T_2 finalmente con un bolometro.

I risultati principali sono questi:

| | k | | k |
|--------------------|--------|--------------------|---------|
| Aria | 1,4025 | Idrogeno | 1,4084 |
| Ossigeno | 1,3977 | Anidride carbonica | 1,2995. |

RUBENS H. e ASCHKINASS E. *Osservazioni su l'assorbimento e l'emissione del vapore d'acqua e dell'anidride carbonica nello spettro ultrarosso* (pp. 584-601).

I colpi disordinati e i rumori non danno fenomeni così chiari come il suono del diapason, spesso anzi producono degli aumenti di resistenza.

QUINKE G. *Su la tensione superficiale dell'oro puro* (pp. 618-619). — Polemizzando col Heydweiller, l'A., richiama che, secondo certe sue determinazioni, delle impurità anche piccole possono alterare notevolmente la tensione superficiale dei metalli mobili.

DORN E. *Su la visibilità dei raggi del Röntgen* (pp. 620-622). — La visibilità pei raggi del Röntgen, trovata la prima volta da Dorn e Brandes fu contraddetta da diverse parti; in questo senso che alle apparenze luminose si attribui un'origine fisiologica, per lo sforzo dell'accomodamento, o un'origine elettrica, indipendente dall'emissione dei raggi X. Il Dorn risponde vittoriosamente provando che un occhio trattato con omatropina, e quindi incapace di accomodarsi, ha le stesse impressioni che un occhio normale; e d'altra parte nessuno vede più nulla se il tubo a vuoto, percorso dalle scariche, è girato in modo che i raggi X non arrivino all'osservatore.

HESS A. *Reclamazione* (p. 623). — Contro il Braun, per il metodo di studio dei campi alternativi con l'impiego dei raggi catodici.

MARTENS F. F. *A proposito di un metodo per tracciare sul vetro delle graduazioni chiare su fondo scuro* (p. 624). A. GARBASSO.

Philosophical Magazine. Vol. 47, Aprile 1899.

CHREE C. *Vibrazioni longitudinali nei cilindri solidi e cavi* (pp. 333-349). — È una Nota di analisi, della quale non è possibile un breve riassunto.

WOOD R. W. *Alcune esperienze sui miraggi e sui tornados artificiali* (pp. 349-353). — Come è stato indicato da Everett (*Nature*, 19 Novembre 1874) la condizione necessaria per la formazione dei miraggi, in un'atmosfera stratificata, è che esista un piano d'indice di refrazione massimo, e che la densità ottica decresca, al di sopra e al di sotto di tal piano, in ragione diretta della distanza.

L'A. ha realizzato questa condizione artificialmente sovrapponendo l'uno all'altro tre strati liquidi in un lungo canale orizzontale. I liquidi usati sono: una soluzione concentrata di allume, acqua contenente il 10 per % di alcole, e un miscuglio di glicerina con 85 per % di alcole; quest'ultimo ha l'indice massimo e una densità intermedia agli altri due. Un raggio di luce che penetri quasi radente in questi liquidi, vi si propaga secondo una sinusoide, che è resa evidente aggiungendo poche gocce d'acido solforico e un po' di chinina ai tre liquidi, che divengono, così, fluorescenti.

I miraggi artificiali sono stati ottenuti dall'A. facendo passare un fascio di luce quasi orizzontale prima al di sopra di un

cartone ritagliato in modo da rappresentare una montagna con degli alberi ecc.; poi sopra un lungo strato orizzontale e ben piano di minuta sabbia, spolverata sopra lastre di metallo, scaldate da più lampade. Quando il riscaldamento è piccolo, tenendo l'occhio dalla parte opposta a quella d'onde viene la luce, si vede la cima della montagna ben netta, e aumentando la temperatura apparisce come un lago, sul quale si riflette il paesaggio.

I tornados si hanno e una lastra sulla quale è deposta della silice in polvere finissima (ottenuta calcinando quella gelatinosa) si scalda fortemente dal di sotto.

ROSE-INNES J. e YOUNG SIDNEY. *Sulle proprietà termiche del pentano normale* (pp. 353-367). — Gli A. hanno eseguito sul pentano normale le ricerche che furono già da uno di essi eseguite sull'isopentano (*Proc. Phys. Soc.* XIII, p. 602); ed hanno trovato che la stessa relazione

$$p = \frac{RT}{v} \left(1 + \frac{e}{v} + \frac{k}{v} - g v^{-2} \right) - \frac{l}{v(v+k)},$$

ove R , e , k , g ed l sono costanti, vale anche pel pentano normale, con la sola differenza che i valori di l son diversi pei due corpi.

WOOD R. W. *Applicazione dei reticoli di diffrazione alla fotografia dei colori* (pp. 368-372). — Se sul tragitto di un fascio luminoso, proveniente da una sorgente lineare, si dispongono un reticolo di diffrazione che abbia un discreto potere dispersivo e una lente, e si pone l'occhio nella regione dove si forma uno degli spettri laterali, la superficie intera del reticolo apparisce illuminata del colore corrispondente alla parte dello spettro in cui è posto l'occhio. Se in una porzione del reticolo la distanza fra le righe è diversa da quella che è nella rimanente, lo spettro formato da tal porzione sarà spostato rispetto a quello dell'altra e se l'occhio è situato nella regione dove i due spettri si sovrappongono, le porzioni corrispondenti del reticolo appariscono illuminate di colori diversi.

L'A. ha applicato ciò per ottenere fotografie coi colori naturali, eliminando l'uso di pigmenti e di schermi colorati, facendo in modo che la fotografia non sia nè più nè meno che un reticolo di diffrazione, con le righe scelte a distanze variabili nelle diverse parti della stampa, e tali che quelle diverse parti appariscano illuminate dei loro colori naturali, quando sono osservate nel modo sopra detto.

Si devono, a tale scopo, adoprare tre reticoli, con distanze tali fra le righe, che la dispersione che il primo produce nel rosso sia uguale a quella che il secondo produce nel verde e il terzo nel bleu.

Il metodo usato dall'A. consisteva da principio nel prendere tre negative attraverso schermi rossi, verdi e bleu nel solito modo,

e nello stampare con esse delle positive sopra vetri all'albumina che eran poi ricoperti di gelatina bicromatata e seccati all'oscuro. I tre reticoli (tracciati, o fotografati sul vetro) eran posti rispettivamente su tali positive ed illuminati per 30 secondi colla luce solare o di una lampada ad arco, e poi lavati nell'acqua calda. Di poi tali positive erano stampate su tre lastre di vetro sottile sensibilizzate con gelatina bicromatata, e queste tre lastre, sovrapposte e situate di fronte ad una lente, ed illuminate da una sorgente lineare di luce, apparivano colorate coi colori dell'oggetto. In seguito però l'A. semplicizzò il procedimento, stampando successivamente le tre positive reticolate su una medesima lastra. Si ha così un'unica stampa, che presenta i colori naturali, e della quale si possono avere delle riproduzioni perfette.

L'A. indica pure il modo di ottenere colla fotografia, da un solo reticolo, i tre reticoli necessari nel procedimento su descritto.

STONEY G. J. *Denudazione e deposizione* (pp. 372-375). — A proposito di una lettura tenuta dal D.^r Gregory, alla *R. Geogr. Society*, sulle cause che possono aver condotto alla forma attuale della terra, l'A. fa osservare che devesi tener conto anche delle alterazioni notevoli di livello che possono esser dovute alla compressibilità della crosta terrestre. Egli trova infatti che per tal cagione un denudamento che sia effettuato su una regione assai vasta, può esser causa che tal regione si sollevi per la diminuita pressione; come un deposito di materiali effettuato da un fiume, può determinare un abbassamento sufficiente a compensare lo strato deposto. Talchè se dagli spazi cosmici pioversero dei materiali, della densità delle rocce comuni, in modo da coprirli uniformemente, il volume della terra, anzichè aumentare, diminuirebbe.

LORD RAYLEIGH. *Sulla trasmissione della luce attraverso un'atmosfera contenente piccole particelle in sospensione, e sulla causa del color bleu del cielo* (pp. 375-384). — Calcolando l'assorbimento che l'atmosfera esercita sulla luce, l'A. trova che la diffrazione prodotta dalle molecole dell'aria potrebbe spiegare il color bleu del cielo, senza ricorrere alla presenza di piccole particelle sospese.

LODGE O. *Sull'opacità* (pp. 385-415). — È uno studio sulla trasmissione delle onde elettromagnetiche nei dielettrici imperfetti, e quindi dell'opacità di tali mezzi per la luce; ma non è possibile dare un breve sunto dei calcoli dell'A., che sono un complemento importante di quelli di Maxwell e di Heaviside. Questi calcoli si riferiscono anche alla trasmissione delle onde hertziane attraverso gli strati terrestri, e quindi interessano anche la telegrafia per induzione.

THOMSON J. J. *Nota sulla Memoria del Sutherland sui raggi catodici* (pp. 415-416). — L'A. non crede accettabile l'ipotesi del Sutherland che i raggi catodici consistano di electrons immateriali perchè essa non serve a spiegare i fatti osservati da Lenard, e perchè richiede che una carica elettrica possa esistere indipendentemente dalla materia, ciò che non è, senz'altro, ammissibile.

A. STEFANINI.

La presente tabella indica senz' altro come varia la f. e. m. delle coppie col variare della quantità di piombo che entra nella lega.

Nelle seguenti riporto i risultati sotto l' influenza del magnetismo. Nella 1^a colonna è segnata l' intensità del campo magnetico in unità C. G. S., nella 2^a la f. e. m. E' della coppia nel campo magnetico espressa in volta, nella 3^a i valori di Ω che esprimono la variazione del potere termoelettrico sotto l' azione di quel dato campo alla temperatura dell' esperienza.

Sono contraddistinti con (a) e con (b) i due sensi della magnetizzazione nell' elettrocalamita.

Bismuto. — Ho ripetuto le esperienze col Bi puro ed ho trovato risultati, che, data la difficoltà delle esperienze, concordano discretamente con quelli trovati anteriormente.

1. Bismuto puro.

Temp. 0° — 24°,1 C.

$E = 0,00164$

| Intensità del campo | E' | Ω |
|---------------------|---------|----------|
| | (a) | |
| 2045 | 0,00173 | + 0,0549 |
| 2790 | 0,00176 | + 0,0732 |
| 3500 | 0,00181 | + 0,1036 |
| 4230 | 0,00185 | + 0,1284 |
| 4510 | 0,00188 | + 0,1463 |
| | (b) | |
| 2045 | 0,00168 | + 0,0244 |
| 2880 | 0,00172 | + 0,0488 |
| 3440 | 0,00178 | + 0,0854 |
| 4175 | 0,00181 | + 0,1036 |
| 4560 | 0,00184 | + 0,1219 |

2. (0,034 % di Pb.).

Temp. 0° — 24°,2 C.

E = 0,00156

| I | E' | Ω |
|------|---------|----------|
| (a) | | |
| 2045 | 0,00167 | + 0,0705 |
| 3045 | 0,00175 | + 0,1218 |
| 3560 | 0,00184 | + 0,1795 |
| 4300 | 0,00201 | + 0,2179 |
| 4598 | 0,00209 | + 0,2692 |
| (b) | | |
| 2045 | 0,00159 | + 0,0192 |
| 2980 | 0,00161 | + 0,0320 |
| 3560 | 0,00167 | + 0,0705 |
| 4260 | 0,00175 | + 0,1218 |
| 4575 | 0,00179 | + 0,1474 |

3. (0,094 % di Pb.).

Temp. 0° — 25°,2 C.

E = 0,00150

| I | E' | Ω |
|------|---------|----------|
| (a) | | |
| 2045 | 0,00166 | + 0,1067 |
| 3045 | 0,00167 | + 0,1134 |
| 3400 | 0,00168 | + 0,1201 |
| 4230 | 0,00170 | + 0,1334 |
| 4560 | 0,00171 | + 0,1401 |
| (b) | | |
| 2045 | 0,00145 | — 0,0333 |
| 2880 | 0,00144 | — 0,0400 |
| 3380 | 0,00143 | — 0,0467 |
| 4175 | 0,00141 | — 0,0600 |
| 4510 | 0,00140 | — 0,0666 |

4. (0,150 % di Pb.).

Temp. 0° — 26°,7 C.

E = 0,00142

| I | E' | Ω |
|------|---------|----------|
| (a) | | |
| 2045 | 0,00134 | — 0,0563 |
| 2980 | 0,00123 | — 0,1238 |
| 3500 | 0,00113 | — 0,2042 |
| 4270 | 0,00082 | — 0,4225 |
| 4590 | 0,00074 | — 0,4788 |
| (b) | | |
| 2045 | 0,00127 | — 0,1056 |
| 2980 | 0,00116 | — 0,1831 |
| 3500 | 0,00104 | — 0,2676 |
| 4230 | 0,00079 | — 0,4436 |
| 4540 | 0,00068 | — 0,5211 |

5. (0,5 % di Pb.).

Temp. 0° — 26°,6 C.

$E = 0,00134$

| I | E | Ω |
|------|----------|-----------|
| (a) | | |
| 2045 | 0,00134 | — 0,00149 |
| 3045 | 0,001338 | — 0,00298 |
| 3260 | 0,001332 | — 0,00745 |
| 4570 | 0,00132 | — 0,0149 |
| 4510 | 0,00131 | — 0,0224 |
| (b) | | |
| 2045 | 0,00127 | — 0,05218 |
| 2980 | 0,00126 | — 0,05964 |
| 3500 | 0,00125 | — 0,0671 |
| 4190 | 0,00123 | — 0,0820 |
| 4560 | 0,00122 | — 0,0895 |

6. (1 % di Pb.).

Temp. 0° — 26°,8 C.

$E = 0,001012$

| I | E' | Ω |
|------|----------|-----------|
| (a) | | |
| 2045 | 0,000977 | — 0,00346 |
| 2980 | 0,000948 | — 0,00634 |
| 3500 | 0,000910 | — 0,01009 |
| 4260 | 0,000881 | — 0,01297 |
| 4575 | 0,000858 | — 0,01525 |
| (b) | | |
| 2045 | 0,000969 | — 0,00426 |
| 2880 | 0,000929 | — 0,00822 |
| 3500 | 0,000906 | — 0,01040 |
| 4190 | 0,000875 | — 0,01356 |
| 4510 | 0,000858 | — 0,01525 |

7. (2 % di Pb.).

Temp. 0° — 26°,8 C.

$E = 0,000814$

| I | E' | Ω |
|------|----------|----------|
| (a) | | |
| 2045 | 0,000767 | — 0,0057 |
| 2980 | 0,000735 | — 0,0097 |
| 3560 | 0,000684 | — 0,0159 |
| 4270 | 0,000661 | — 0,0188 |
| 4560 | 0,000646 | — 0,0205 |
| (b) | | |
| 2045 | 0,000772 | — 0,0052 |
| 2880 | 0,000721 | — 0,0114 |
| 3440 | 0,000702 | — 0,0137 |
| 4190 | 0,000669 | — 0,0178 |
| 4510 | 0,000650 | — 0,0201 |

11. (33,3 % di Pb.).

Temp. 0° — 22°,3 C.

 $E = 0,000144$

| I | E' | Ω |
|------|----------|-----------|
| (a) | | |
| 2045 | 0,000149 | + 0,0347 |
| 2980 | 0,000154 | + 0,0694 |
| 3500 | 0,000158 | + 0,0972 |
| 4230 | 0,000165 | + 0,1458 |
| 4560 | 0,000166 | + 0,1528 |
| (b) | | |
| 2045 | 0,000150 | + 0,04166 |
| 2980 | 0,000154 | + 0,0694 |
| 3440 | 0,000158 | + 0,0972 |
| 4200 | 0,000164 | + 0,1359 |
| 4510 | 0,000166 | + 0,1528 |

12. (50 % di Pb.).

Temp. 0° — 21°,8 C.

 $E = 0,0000070$

| I | E' | Ω |
|------|-----------|----------|
| (a) | | |
| 2045 | 0,0000100 | + 0,0428 |
| 3500 | 0,0000115 | + 0,0643 |
| 4230 | 0,0000145 | + 0,1071 |
| 4560 | 0,0000155 | + 0,1214 |
| (b) | | |
| 2045 | 0,0000100 | + 0,0428 |
| 3440 | 0,0000115 | + 0,0643 |
| 4260 | 0,0000145 | + 0,1071 |
| 4500 | 0,0000155 | + 0,1214 |

13. (66,6 % di Pb.).

Temp. 0° — 22°,2 C.

 $E = 0,000500$

| I | E' | Ω |
|------|-----------|----------|
| (a) | | |
| 3500 | 0,0000490 | — 0,0200 |
| 4230 | 0,0000485 | — 0,0300 |
| 4560 | 0,0000480 | — 0,0400 |
| (b) | | |
| 3440 | 0,0000490 | — 0,0200 |
| 4170 | 0,0000485 | — 0,0300 |
| 4510 | 0,0000480 | — 0,0400 |

4.° Le percentuali a cui corrispondono i cambiamenti di segno delle variazioni del potere termoelettrico, ad eccezione del primo, sono prossimamente quelle stesse in cui succedono i mutamenti di segno delle forze termoelettromotrici.

Dall'Istituto di fisica della R. Università di Pisa
Giugno 1899.

DETERMINAZIONE DELLE COSTANTI ELASTICHE DI FLESSIONE DELLA LAVAGNA,
per il Dott. PERICLE GAMBA.

La natura della simmetria di questa sostanza è caratterizzata dal fatto che tutte le direzioni contenute nel piano di sfaldatura sono fra di loro equivalenti. Vediamo a quali conseguenze conduca questa proprietà. Se scegliamo per asse delle z la normale a quel piano, la posizione dei due assi x ed y nel piano di sfaldatura è indifferente, ossia si può far rotare il sistema intorno all'asse delle z di un angolo qualsiasi ϕ senza che nulla debba mutare nelle espressioni delle deformazioni o delle forze. Se passiamo dal sistema di assi x, y, z all'altro x', y', z' le componenti di deformazione del Kirchhoff x_x, y_y, \dots riferite agli assi antichi verranno espresse in funzione delle x'_x, y'_y, \dots riferite ai nuovi secondo le formule seguenti, che si deducono senz'altro dalle relazioni generali per il cambiamento di assi coordinati, supposto che il nuovo sistema sia spostato rispetto al vecchio dell'angolo ϕ .

$$x_x = x'_x \cos^2 \phi + y'_y \sin^2 \phi - x'_y \sin \phi \cos \phi$$

$$y_y = x'_x \sin^2 \phi + y'_y \cos^2 \phi + x'_y \sin \phi \cos \phi$$

$$z_z = z'_z$$

$$y_z = y'_z \cos \phi + z'_x \sin \phi$$

$$z_x = -y'_z \sin \phi + z'_x \cos \phi$$

$$x_y = 2x'_x \sin \phi \cos \phi - 2y'_y \sin \phi \cos \phi + x'_y (\cos^2 \phi - \sin^2 \phi).$$

Sostituiamo questi valori nell'espressione del potenziale elastico sotto la sua forma generale valevole per un corpo cristallino; cioè:

$$\begin{aligned}
 2F = & c_{11}x_1^2 + c_{22}y_1^2 + c_{33}z_1^2 + c_{44}y_1^2 + c_{55}z_1^2 + c_{66}x_1^2 \\
 & + 2c_{12}x_1y_1 + 2c_{13}x_1z_1 + 2c_{14}x_1y_1 + 2c_{15}x_1z_1 + 2c_{16}x_1x_1 \\
 & + 2c_{23}y_1z_1 + 2c_{24}y_1y_1 + 2c_{25}y_1z_1 + 2c_{26}y_1x_1 \\
 & + 2c_{34}z_1y_1 + 2c_{35}z_1z_1 + 2c_{36}z_1x_1 \\
 & + 2c_{44}y_1z_1 + 2c_{46}y_1x_1 \\
 & + 2c_{55}z_1x_1
 \end{aligned}$$

ed ordiniamo l'espressione così ottenuta secondo $x_1'^2, y_1'^2, \dots$. I coefficienti di queste grandezze dovranno allora essere uguali rispettivamente a $c_{11}, c_{22}, c_{33}, \dots$ qualunque sia il valore di ϕ se è vero che la forma del potenziale elastico non deve mutare per il cambiamento di assi da noi introdotto. Questa condizione ci conduce alle relazioni seguenti:

$$\begin{aligned}
 c_{14} = c_{15} = c_{16} = 0; \quad c_{24} = c_{25} = c_{26} = 0; \quad c_{34} = c_{35} = c_{36} = 0; \\
 c_{44} = c_{46} = c_{56} = 0
 \end{aligned}$$

$$c_{11} = c_{22}, \quad c_{13} = c_{23}, \quad c_{44} = c_{55}, \quad 2c_{66} = c_{11} - c_{13}$$

ossia agli schemi:

| | | | | | | | | | | | |
|----------|----------|----------|----------|----------|---------------------------|----------|----------|----------|----------|----------|---------------------------|
| c_{11} | c_{12} | c_{13} | 0 | 0 | 0 | s_{11} | s_{12} | s_{13} | 0 | 0 | 0 |
| c_{12} | c_{11} | c_{13} | 0 | 0 | 0 | s_{12} | s_{11} | s_{13} | 0 | 0 | 0 |
| c_{13} | c_{13} | c_{33} | 0 | 0 | 0 | s_{13} | s_{13} | s_{33} | 0 | 0 | 0 |
| 0 | 0 | 0 | c_{44} | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | s_{44} | 0 | 0 |
| 0 | 0 | 0 | 0 | c_{44} | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | s_{44} | 0 |
| 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | $\frac{c_{11}-c_{13}}{2}$ | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | $\frac{s_{11}-s_{13}}{2}$ |

per le costanti e per i moduli di elasticità.

Questo schema si cuopre esattamente con quelli dati dal Voigt ¹⁾ per il sistema esagonale, 1.^a classe, come era preve-

1) Vedi "Compendio delle ricerche del Prof. Voigt sull'elasticità dei cristalli" per A. Sella.

dibile da chi conosce le relazioni tra le proprietà di simmetria e le elastiche. Ad ogni modo noi potremo servirci delle formule date dal Voigt per la flessione di lastrine tagliate in vario senso nella sostanza. Questa flessione è data dalla:

$$\Delta = \frac{E a'^3 P}{4 b c^3}$$

nella quale b e c stanno a rappresentare rispettivamente la larghezza e lo spessore delle singole lastrine, a' la distanza tra i coltelli, Δ la flessione della lastrina in corrispondenza della forza flettente P . E sta a rappresentare il coefficiente di flessione. Il suo valore ci viene dato da:

$$(1) \quad E = s_{11} (1 - \gamma^2)^2 + s_{33} \gamma^4 + (s_{11} + 2 s_{13}) (1 - \gamma^2) \gamma^2$$

in cui γ è il coseno di direzione dell'asse del prisma coll'asse principale.

Le lastrine che ho fatto tagliare dalla roccia avevano tre orientazioni differenti e cioè il piano di sfaldatura della roccia era rispettivamente parallelo alle tre facce del parallelepipedo, di cui era formata la lastrina. Vediamo che cosa accade in questi tre casi che ci siamo proposti di studiare.

1.° caso: Lastre tagliate coll'asse di simmetria perpendicolare al loro piano cioè parallelo allo spigolo minore; allora si ha nella (1): $\gamma = 0$ ed $E' = s_{11}$.

2.° caso: Lastre tagliate coll'asse parallelo allo spigolo medio; si ha: $\gamma = 0$ ed $E'' = s_{11}$.

3.° caso: Lastre tagliate coll'asse parallelo allo spigolo maggiore: si ha $\gamma = 1$ ed $E''' = s_{33}$.

Da ciò risulta la condizione che i due coefficienti di flessione corrispondenti ai primi due casi debbono essere uguali. La flessione di queste lastre può solo condurre alla determinazione delle quantità s_{11} ed s_{33} , e ad una verifica dell'uguaglianza dei due coefficienti E' ed E'' .

Le lastre di cui ho usufruito per le mie determinazioni furono tutte tagliate da un solo blocco di lavagna dello spessore di circa 25 cent., giacchè era necessario operare sullo

stesso masso, variando sensibilmente il modulo di elasticità da materiale a materiale. Superata la prima difficoltà di trovare un blocco molto spesso e che non presentasse delle spaccature, fu necessario ridurre la lunghezza delle lastre del 3° caso, giacchè, non resistendo, si spezzavano al minimo urto.

Il metodo adoperato per misurare le deformazioni subite dalle singole lastre in corrispondenza dei singoli pesi è stato il metodo ottico già adoperato per osservare l'influenza dei processi di deformazione sulle proprietà elastiche del marmo ¹⁾. Con semplici considerazioni geometriche è facile determinare il rapporto tra l'angolo di rotazione degli specchietti e lo spostamento dell'immagine della scala riflessa tre volte su essi. Se si chiama h tale spostamento, ϕ l'angolo di cui rota ciascuno specchio, D la distanza tra la scala e lo specchio più lontano da essa e a la distanza fra i due specchi, si ha:

$$(1) \quad \phi = \frac{h}{6(D + a)}$$

Ciò fatto è pure facile determinare il valore della saetta, elemento che caratterizza la deformazione delle lastre, chiamando S tale quantità, lasciando ϕ a significare l'angolo di rotazione di ciascuno specchio e chiamando ancora con a la lunghezza della lastra, si avrà:

$$(2) \quad S = \frac{a\phi}{4}.$$

Nella quale sostituendo a ϕ il valore dato dalla (1), si ha:

$$(3) \quad S = \frac{a}{4} \frac{h}{6(D + a)}$$

quantità tutte note, o di facile determinazione. Nella (3) posto $h = 1$ si avrà la saetta che corrisponde allo spostamento di 1 mm. della scala e si può così calcolare subito la saetta che corrisponde ad uno spostamento qualsiasi, dovuto all'applicazione di un determinato peso flettore, conoscendo lo spostamento dell'immagine della scala. Le unità adottate nelle mie

1) Vedi Nuovo Cimento, Novembre 1898.

minore e non ho dovuto per le dimensioni del sistema per le forze. Ho scelto di pesi relativamente piccoli e tali che le deformazioni prodotte sono state poco sensibili. Ho considerato i valori di E ricavati dalla formula già scritta come il coefficiente relativo alla distanza in esame fra linee di forza assai vicine. Ad ogni modo, data l'insensibilità della legge di Hooke, vedremo che l'effetto di pesi leggeri che pure ancora producevano piccole deformazioni e non alteravano le condizioni iniziali della lastrina, non si ebbe che malgrado in corrispondenza deformazioni doppie delle precedenti e quindi si nota una leggera variazione dei valori del coefficiente di flessione. Di più oltre all'aver cercato di evitare il più possibile il cambiamento di forma del corpo, adoperando pesi che non producevano deformazioni permanenti, dubitando dell'influenza dello stato della superficie più o meno levigata delle lastrine, e che le condizioni iniziali dopo il lavoro subito per ridurle allo stato parallelepipedo non fossero le vere, ho voluto cimentare ogni lastrina in ambo i sensi ed ho poi presa la media delle deformazioni avute nei due casi, le quali però sono state quasi sempre le stesse e le piccole variazioni trovate possono attribuirsi anche a ragioni estranee ai fatti suaccennati. Come ho già fatto osservare, ho cimentate le lastrine con pesi vari, sia di 25 gr., sia di 50, sia di 100: giacchè, come dirò in seguito, il corpo presenta per le deformazioni più piccole fenomeni evidentissimi di elasticità di seconda specie: per evitare i quali e per controllarli sono ricorso al metodo di cui sopra ed ho infine attribuito ad E il valore medio tra quelli ottenuti nelle singole osservazioni.

Nelle tabelle seguenti riporto le dimensioni di ciascuna lastrina, i valori delle deformazioni corrispondenti ai relativi pesi flettori ed infine i coefficienti di flessione calcolati. Designo coll'indice A le lastrine del 1° caso; coll'indice B quelle del 2° e coll'indice C quelle del 3°. La distanza tra i coltelli α' per le A e B era di mm. 114,50; la distanza della scala dallo specchio più lontano era di mm. 2500 e la distanza tra gli specchi di mm. 120; la sagitta corrispondente allo spostamento di 1 mm. della scala R era di mm. 0,001,810. Per le C variando le dimensioni precedenti, le segnerò nei quadri volta per volta.

posso della lastrina, mostravano una deformazione evidente in senso opposto. Un simile fenomeno non compariva mai se si adoperavano pesi flettori più grandi e neppure se la scarica veniva effettuata gradatamente durante un periodo di tempo abbastanza lungo; esso era sufficientemente marcato e costante allorchè si annullavano rapidamente le piccole forze flettenti, generandosi così delle vibrazioni nelle lastrine, che inducevano le lastrine a prendere una nuova posizione di riposo. Il che sta vie più a confermare l'ipotesi fatta di attribuire cioè simili spostamenti della scala, sia all'accomodazione, sia all'elasticità successiva. Se si dà poi uno sguardo ai valori del coefficiente di flessione, trovati applicando le varie forze flettenti ad ogni singola lastrina, si scorge subito una leggera differenza tra loro e se ne scosta principalmente quello trovato applicando il peso più piccolo. Il fenomeno cui abbiamo accennato agendo in senso contrario, sia dopo la scarica, sia durante la carica, fa sì che vengono diminuiti gli effetti dei pesi applicati e quindi si hanno deformazioni minori, cui corrispondono valori più piccoli del coefficiente di flessione. Si poteva evitare questo inconveniente applicando pesi più grandi, ma è necessario anche che non si verificino deformazioni permanenti, giacchè anche in questo caso s'incorrerebbe nel medesimo errore, sapendosi che variando le forze tra limiti piuttosto grandi il coefficiente di flessione che così si ottiene non è più una quantità confrontabile, nè un elemento caratteristico nelle determinazioni delle proprietà elastiche dei corpi. Come poi abbiamo già visto altra volta, applicando pesi tali che si producano deformazioni permanenti, sia giungendo al limite massimo intercalando dei cicli, sia direttamente, si hanno delle flessioni minori in corrispondenza dell'aumento delle forze flettenti.

Dall'Istituto fisico della R. Università di Roma
15 Giugno 1899.

a scambiarsi; in modo che ne nascerà un movimento della colonnetta nella direzione indicata dalla freccia.

Determiniamo il valore di questo spostamento della colonnetta, dopo che la temperatura dell'aria nei due palloni sia di nuovo uniforme ed eguale alla primitiva. Supposta sferica la forma dei due palloni e trascurabile rispetto a quello dei palloni il volume del tubo di comunicazione e ritenendo lineare la variazione della pressione coll'altezza, noi potremo ammettere che le pressioni e densità medie dell'aria nei due palloni abbiano i valori p_1, p_2 e d_1, d_2 , che spettano all'altezza dei centri c_1, c_2 . Quindi, rovesciando il sistema, la colonnetta si sposterà di tanto da corrispondere ad una variazione di volume v data da

$$v = V \frac{d_2 - d_1}{d},$$

in cui V è il volume di ciascuno dei palloni e d il valore della densità dell'aria all'altezza AA . Ora per la proporzionalità di densità e pressione, che ha luogo a temperatura costante si avrà pure:

$$(1) \quad v = V \frac{p_2 - p_1}{p},$$

in cui gli indici hanno lo stesso significato di prima.

2). Passiamo ora a discutere le condizioni migliori per l'esperienza. La formola (1) mostra che lo spostamento della colonnetta è proporzionale al cubo del raggio del pallone ed alla prima potenza della distanza verticale dei due centri; da cui il molto maggior vantaggio a crescere le dimensioni dei palloni che non la distanza dei due centri. È a notarsi però che la differenza di pressione alle due estremità della colonnetta liquida e che ne determina il movimento, dipende invece solo dalla distanza dei due centri; utilmente sarà quindi il tubo AA di sezione piuttosto grossa a fine di avere la colonnetta mobilissima; allora due palloni di diametro sufficiente daranno un effetto sensibile, anche se la distanza verticale fosse semplicemente eguale al loro diametro, come se i due palloni fossero l'uno sopra l'altro.

L'uso di due palloni riempie pure l'ufficio di facilitare il movimento della colonnetta. Giacchè con un pallone solo e con l'estremità opposta dell'asse A A aperta sull'aria, una colonnetta perfettamente ubbidiente a differenza di pressione si sposterebbe della medesima quantità; usando invece due palloni non si ha bensì spostamento maggiore, — poichè di tanto vuol essere cresciuto il volume dell'aria da una parte, di quanto vuol essere diminuito dall'altra — ma la differenza di pressione alle due estremità della colonnetta viene ad essere raddoppiata nell'atto del movimento. La presenza di due palloni allunga poi in massima parte l'effetto delle variazioni di pressione e temperatura dell'ambiente esterno; con un sol pallone non si potrebbe ottenere praticamente, senza speciali precauzioni, che la colonnetta stia ferma, quando si chiude il rubinetto R.

3). Nella pratica si osserverà una notevole divergenza dal valore calcolato secondo la formula (1) per il fatto che il processo sarà sensibilmente adiabatico, almeno quando si osservi lo spostamento della colonnetta, che segue immediatamente dopo rovesciati i palloni. Questa divergenza sarà assai difficile a valutarsi teoricamente, giacchè durante la rotazione avverranno dei movimenti degli strati d'aria a diversa densità, la cui natura non si può determinare. Supponendo che durante la rotazione ogni particella d'aria resti fissa rispetto all'asse di rotazione e che poi a rotazione compiuta si lasci d'un tratto ogni cosa a sè, si dovrebbe risolvere il problema di trovare la nuova distribuzione di densità, temperatura e pressione in un recipiente, quando d'un tratto cangiasse il senso della gravità.

Prendiamo un caso semplice. Un vaso cilindrico verticale di sezione uno è ripieno di aria, mentre la gravità è diretta dal basso all'alto. Supponiamo ora che la direzione della gravità cambi senso e cerchiamo la quantità d'aria che passa attraverso la sezione del cilindro a metà altezza nei due casi: prima nel caso che il processo sia isoterminico, poi che sia adiabatico.

Supponiamo che l'asse delle x parta dal fondo del cilindro e sia diretto dal basso in alto. Allora la distribuzione iniziale,

da cui si ricava:

$$\frac{dp}{dx} = -b p_0^{\frac{K-1}{K}} p^{\frac{1}{K}} e^{-b \frac{K-1}{K} (h-x)}.$$

Ora per determinare la costante di integrazione, la prima idea che si presenta è quella di ricorrere al fatto che la quantità d'aria contenuta nel cilindro non ha cambiato. Una semplice considerazione però facilita assai la cosa: ed è che la pressione sul fondo dovrà essere p_0 e $p_h = p_0 e^{-bh}$ quella all'estremità superiore. Infatti la differenza di queste due pressioni deve essere costante ed eguale al peso della massa d'aria contenuta nel cilindro; e se si volesse ammettere che le variazioni di temperatura producono al fondo una pressione diversa da p_0 , bisognerebbe per la stessa ragione ammettere che la pressione superiore sia diversa da p_h , ma in senso opposto; onde la differenza delle due pressioni verrebbe sempre ad alterarsi, se una delle due cambia. Così le due pressioni superiore ed inferiore, dopo avvenuto il cambiamento della gravità, non possono fare altro che scambiare il loro valore. Ed allora la conoscenza della pressione sul fondo determina senz'altro la costante di integrazione ed avremo:

$$\int_{p_0}^p \frac{dp}{p^{\frac{1}{K}}} = -b p_0^{\frac{K-1}{K}} \int_0^x e^{-b \frac{K-1}{K} (h-x)} dx,$$

da cui si deduce:

$$p = p_0 \left[1 - e^{-bh \frac{K-1}{K}} \left(e^{b \frac{K-1}{K} x} - 1 \right) \right]^{\frac{K}{K-1}}.$$

Allora la massa d'aria N_{II} contenuta nella metà inferiore sarà data da $N_{II} = (p_0 - p_{\frac{h}{2}}) \frac{1}{g}$ ed ancora la quantità d'aria μ_{II} , che passa per la sezione a metà altezza:

$$\begin{aligned} \mu_{II} = N_{II} + N_I - M = \frac{p_0}{g} & \left[\left(1 - e^{-\frac{bh}{2}} + e^{-bh} \right) - \right. \\ & \left. - \left(1 - e^{-b \frac{K-1}{K} \frac{h}{2}} + e^{-bh \frac{K-1}{K}} \right)^{\frac{K}{K-1}} \right]. \end{aligned}$$

Sviluppando come prima in serie, si trova facilmente:

$$\mu_{11} = \frac{p_0}{g} \frac{b^2 h^2}{4} \frac{1}{K}.$$

Questo risultato molto semplice mostra che le quantità di aria μ_1 e μ_{11} stanno tra di loro nel rapporto dei calori specifici a pressione e volumi costanti.

L'analisi precedente è incompleta perchè non tien conto del fatto che per la caduta e conseguente perdita di forza viva il gas si riscalda e questa influenza non è per nulla trascurabile; ma la risoluzione del problema nel caso in cui si voglia tener conto anche di questo fatto non è facile, nè forse tutte queste considerazioni meritano di venire spinte tanto in avanti, trattandosi di una semplice esperienza da scuola e di natura qualitativa. Certo la quantità di aria che passa per la sezione a metà altezza viene ancora diminuita per questo riscaldamento dovuto alla caduta.

4). L'attuazione pratica del concetto ora esposto per dimostrare la diminuzione della pressione atmosferica coll'altezza venne ottenuta coll'apparecchio disegnato nell'unita figura 2 ed il cui modo di funzionare si intende senz'altro. I due palloni (due damigiane da acidi) hanno ciascuno la capacità di 30 litri, il diametro del tubo in cui scorre la colonnetta (petrolio colorato in rosso) è di mm. 3; la distanza verticale dei centri dei palloni è di cm. 78.

La comunicazione fra i palloni ed il tubo, per così dire, capillare, fisso al sostegno, è ottenuta per mezzo di due robusti tubi da gomma e abbastanza lunghi da non venire deformati mentre si rovesciano i palloni.

Al rovesciare dei palloni corrisponde uno spostamento della colonnetta di circa 24 cm., cioè di una quantità ben visibile. Lo spostamento teorico isotermico sarebbe di cm. 41.

II. *Diminuzione dell'autoinduzione di un circuito primario per la presenza di un circuito secondario chiuso.*

L'esperienza, che ora descriviamo, si propone di dimostrare con mezzi semplicissimi come la presenza di un circuito

secondario chiuso diminuisca l'autoinduzione o l'inerzia elettrica di un circuito primario.

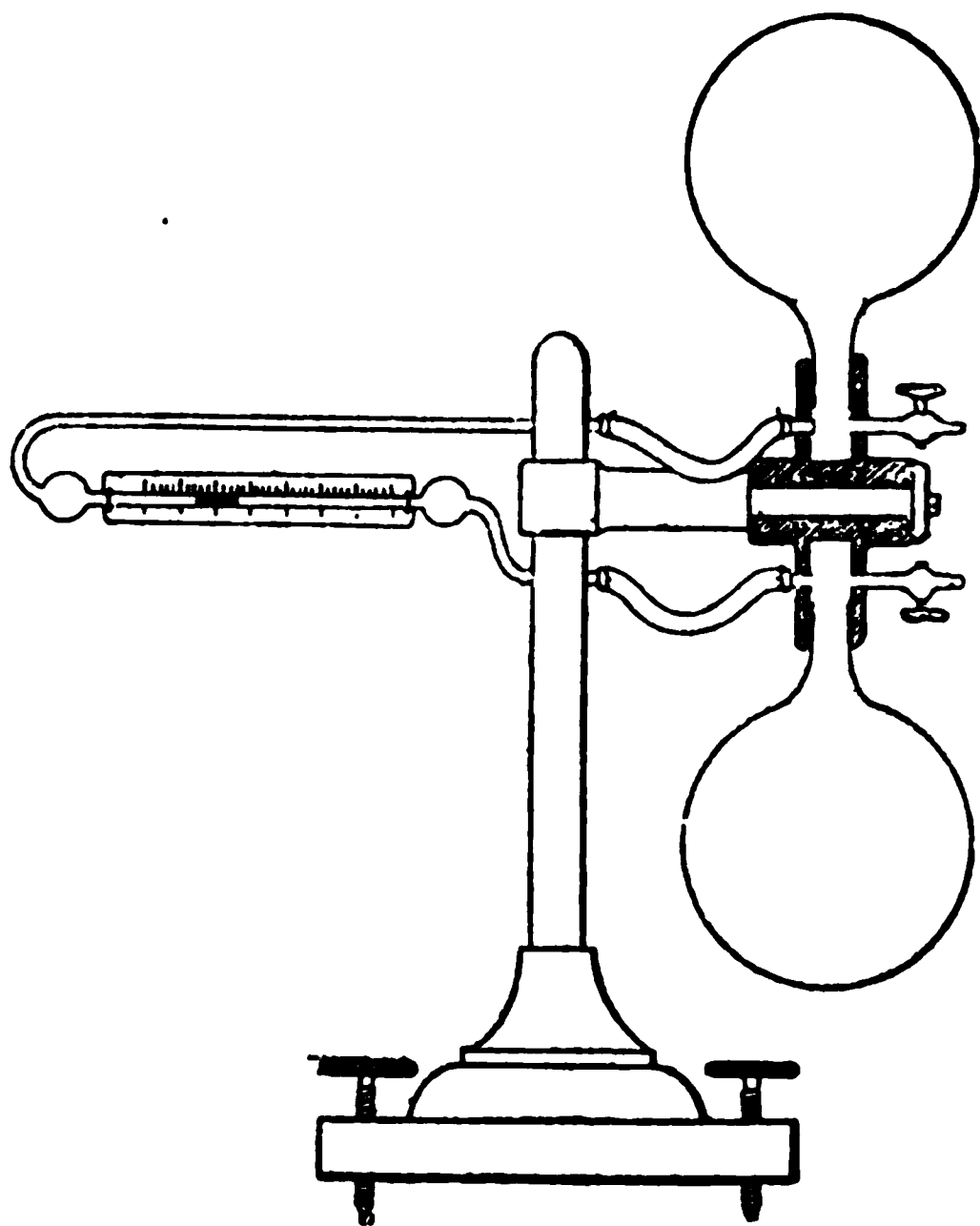


Fig. 2.

Questo fatto di così grande importanza anche dal punto di vista pratico ed economico nelle distribuzioni di energia elettrica mediante correnti alternate in cui si fa uso di trasformatori — giacchè l'energia spesa a circuito secondario aperto va consumata a riscaldare il trasformatore senza profitto utile — merita di venire illustrato anche in corsi elementari di fisica.

Nella figura 3 qui unita e che rappresenta la disposizione sperimentale è segnato schematicamente un rocchetto di Ruhmkorff; il primario è indicato con P, la pila con E, con I la scintilla dell'interruttore, su cui è posto il condensatore C e finalmente con S il secondario. Se ora si pone in derivazione sul primario una piccola lampadina ad incandescenza L, quando l'interruttore è chiuso, la lampadina resterà oscura, perchè, essendo la sua resistenza maggiore di quella del primario P,

della lampadina sino a che resti oscura, appunto a dimostrare che l'inerzia del circuito P è adesso fortemente diminuita.

È pure degno di osservazione il fatto che a circuito secondario chiuso il modo di funzionare dell'interruttore basato sul magnetizzarsi e smagnetizzarsi del nucleo di ferro dolce resta profondamente alterato e che, se la pila è debole, esso si arresta.

III. *Azione favorente della luce ultravioletta sulla scintilla.*

Hertz scoprì, come è noto, l'azione favorente della luce ultravioletta sulla scintilla inserendo in uno stesso circuito due rocchetti d'induzione con un unico interruttore. Delle due scintille fornite dai secondari l'una, la più lunga, era l'attiva; l'altra la passiva. Ora questa disposizione esige due rocchetti opportunamente scelti, per quanto se ne possa adoperare sino ad un certo punto un paio qualunque disponendo i due rocchetti in derivazione invece che in serie ed inserendo nei due rami delle resistenze adatte. Di più il passaggio o meno della scintilla passiva modifica profondamente l'attiva non tanto per azione diretta, quanto perchè si altera da un caso all'altro l'autoinduzione del primario che genera la scintilla passiva e quindi la natura della scarica nell'intero circuito primario.

Klemencie (*Wied. Ann.* 59, p. 63, 1896) ha proposto un'altra disposizione che è poi in fondo quella, grazie alla quale, Hertz fu tratto alla scoperta del fenomeno stesso. Ad un oscillatore del tipo primitivo e classico, messo in attività da un rocchetto, è affacciato a piccolissima distanza un risuonatore di forma e dimensioni identiche. La scintilla attiva è quella dell'oscillatore, la passiva del risuonatore.

La seguente disposizione, che ora propongo, evita pure l'uso di un'apposita sorgente di luce ultravioletta, come sarebbe un arco voltaico; richiede pochissimi mezzi e si può ripetere con tutta facilità.

Le armature interne di due boccie di Leyda C vengono poste in comunicazione cogli elettrodi di una macchina elettro-

statica. Le due armature esterne sono riunite da uno spinterometro P e da un filo metallico lungo p. e. pochi decimetri,

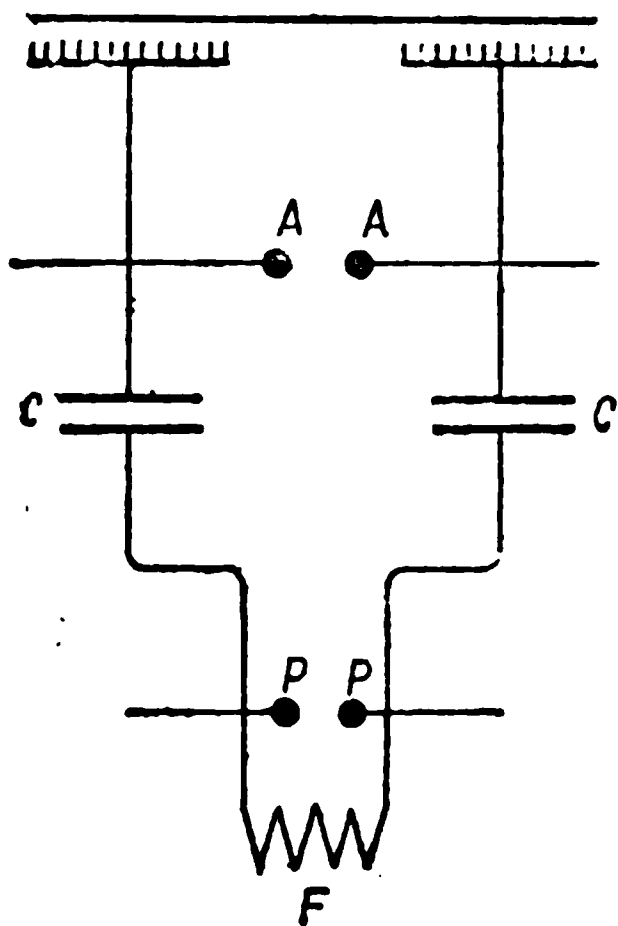


Fig. 4.

che è bene sia avvolto a spirale. Le armature interne sono pure collegate ad uno spinterometro A.

Se ora si caricano le boccie, sinchè scocchi una scintilla in A, scaricandosi anche le armature secondarie delle boccie, si può avere una scintilla in P, cioè la così detta scarica laterale, dovuta alla ostruzione presentata dall'autoinduzione del filo F alla scarica oscillante, che si produce nel circuito.

Ora la scintilla in P si mostra molto sensibile all'azione della scintilla in A. Interponendo fra PP ed AA uno schermo opaco ai raggi ultravioletti si annulla questa azione, che ricompare interponendo invece una lastra di quarzo. Questa disposizione è molto comoda, perchè le due boccie, essendo le armature esterne collegate metallicamente si caricano bene e regolarmente e si ha in qualunque caso in A scintille nutrite.

Una semplice macchina di Whimshurst, a cui sono già unite le boccie e lo spinterometro A, un po' di filo ed uno spinterometro permettono di riprodurre l'esperienza di Hertz con una disposizione istruttiva in quanto essa comprende anche la dimostrazione della scintilla laterale.

Debbo infine avvertire che con questa disposizione pare assai difficile il realizzare la dimostrazione dell'azione impendente della luce ultravioletta sulla scintilla.

IV. *Propagazione del calore in corpi non isotropi.*

Due sono le proprietà che diversificano la propagazione del calore per conduttività nei corpi cristallini da quella nei corpi isotropi e cioè nei primi:

1° la conduttività varia secondo la direzione;

2° il flusso di calore non ha luogo in direzione normale alle isoterme.

Ora la prima proprietà si dimostra molto semplicemente col processo dovuto al De-Sénarmont, che consiste, come è noto, nel riscaldare un punto della superficie di una lastra cristallina ricoperta da un sottile strato di una sostanza atta a rendere visibile l'andamento delle isoterme. La natura ellittica di queste isoterme dimostra appunto che la conduttività varia secondo la direzione.

Ma la seconda proprietà non apparisce senz'altro evidente a chi veda eseguire l'esperienza del De-Sénarmont. Nulla si oppone a prima vista, come giustamente osserva il Voigt, a considerare il flusso di calore come curvilineo e normale in ogni punto alle isoterme. In ogni caso pochi saranno tratti dalla semplice considerazione delle isotorme ellittiche alla conclusione esatta della inclinazione del flusso sulle isoterme.

Il Voigt, che ha proposto un metodo per determinare i valori relativi delle conduttività termiche principali e l'orientazione degli assi principali nei cristalli (*Nachrichten der K. Gesellsch. d. Wiss. zu Göttingen, math.-phys. Klasse, Heft 3, 1896*), insiste sul valore didattico della sua disposizione sperimentale.

Ecco un metodo semplice di utilizzare il principio del metodo di misura proposto dal Voigt per realizzare innanzi ad un pubblico numeroso la dimostrazione sperimentale della seconda delle proprietà sopra riportate.

Come corpo cristallino o non isotropo ho scelto della lavagna a grana fina, di quella che serve per le tavole di scuola;

in una tale sostanza è chiaro che si avranno da distinguere due conduttività principali, l'una normale e l'altra parallela ai piani di separazione della roccia. Si tagli da un blocco della roccia una lastra rettangolare in modo che i piani di separazione naturali sieno normali al piano della lastra e che le loro

N

traccie su di questo piano facciano un angolo di 45° cogli spigoli laterali della lastra. Si tagli poscia la lastra lungo MN in due metà, che vengono poi ricongiunte con un mastico, dopo di avere rovesciato una metà rispetto all'altra. Le traccie dei piani di separazione saranno ora dirette come appare dalla figura 5 qui unita. È facile ottenere così delle lastre aventi uno spessore di 1 cm. e di lati cm. 8×5 o giù di lì. Lastre più sottili o più

Fig. 5.

grandi sono difficili ad ottenersi, perchè la lavagna in queste condizioni offre pochissima resistenza ad una flessione o ad un urto.

Se ora si porta la faccia laterale AB in contatto con un corpo a temperatura costante, si avrà che nelle vicinanze della linea di geminazione MN il flusso di calore sarà parallelo alla MN stessa *per ragioni di simmetria*.

Per mostrare ora le isoterme, spalmiamo la lastra di uno strato di ioduro doppio di argento e mercurio preparato colle norme descritte dai signori Bellati e Romanese (*Nuovo Cimento*, (3), 8, pag. 215, 1880) e che alla temperatura ordinaria presenta un bel colore giallo canarino.

Avviciniamo dunque una grossa asta metallica riscaldata al lato AB e curiamo che il contatto sia buono in tutti i punti della faccia (p. e. interponendo degli strati di stagnola). Subito si vedrà nelle vicinanze di AB lo ioduro passare dal giallo al rosso porpora.

La linea che separa il colore giallo dal rosso e che è assai netta, rappresenta un'isoterma di 40° . Questa isoterma si sposta allontanandosi da AB e da principio piuttosto irrego-

lare, si disegna, quando è giunta verso il mezzo della lastra, secondo la figura 6 qui appresso unita.

I due rami dell' isoterma si incontrano molto nettamente ad angolo, sulla linea di simmetria.

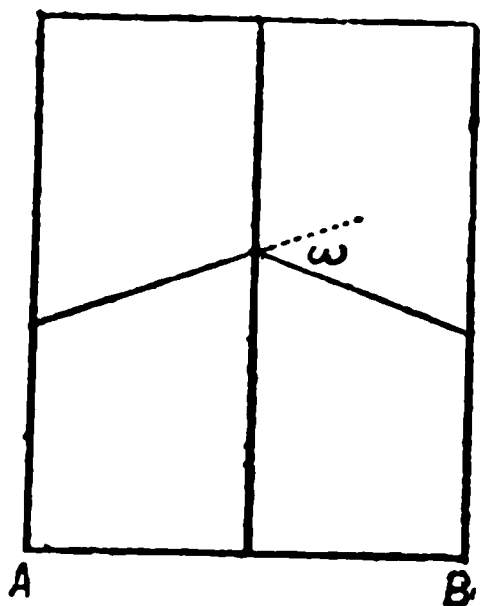


Fig. 6.

L' esperienza è estremamente istruttiva, giacchè essa costringe a concludere che flusso ed isoterma non sono fra loro normali; inoltre le dimensioni della lastra, la visibilità e nettezza dell' isoterma come linea di separazione fra due colori permettono la dimostrazione in un locale grande.

Con eguale successo si potrebbe ricoprire la lastra con ioduro doppio di mercurio e rame, che dal rosso vermiciglio passa al cioccolato scuro alla temperatura di 70° .

È bene poi lasciare raffreddare un momento la lastra e poi riscaldare il lato opposto ad A B e mostrare che adesso le isoterme hanno la stessa posizione di prima, avendosi facilmente due isoterme parallele, perchè la prima, benchè ritirata verso A B, non è ancora scomparsa.

L' angolo ω , che nel nostro caso vale circa 39° , mostra la grande differenza fra le due conduttività principali nella lava.

V. Esperienza di dissimetria di scarica.

È nota la disposizione, colla quale si carica un condensatore mediante un rocchetto di Ruhmkorff; si collega un' armatura del condensatore con un elettrodo del secondario del rocchetto e la seconda armatura viene collegata al secondo elettrodo attraverso un' interruzione I nell' aria, che viene superata dalla scarica del rocchetto. Si può ottenere così, mediante un' acconcia lunghezza del tratto I, che successive scariche del rocchetto vadano mano a mano caricando il condensatore; ciò che si dimostra collegandone le armature con uno

22. 2. 2012 11:11 - 25. 11. 2012 per
23.

2. La disposizione di questo tubo è fatta in modo che esso sia inclinato in senso della pompa di aspirazione, cioè della parte superiore del pallone, in modo che il gas contenuto nella pompa possa entrare nel pallone e non viceversa, come per la disposizione di questi la separazione al caso di rottura del condotto superiore al lungo tubo esistente, ne risulta che il tubo di gomma che unisce il pallone mobile al tubo della parte fissa è questo si trova spesso ad una pressione interna di pochi centimetri di mercurio e perciò basta soffiare un po' per che si liberano rapidamente dalla rarefazione, quindi per evitare che questi gas penetrino nel pallone fisso, il tubo di vetro sotto il quale è ricarro all'insù, termina all'estremità libera con un rubinetto per il quale si può espellere il gas esistente e porta saldato lateralmente un tubo in cui s'innesta il tubo di gomma; il mercurio contenuto nella curva del tubo impedisce affatto al gas di penetrare nel pallone fisso.

3°. Si può utilizzare il vuoto che si forma nel pallone mobile, allorchè (se esso è in basso, pieno di mercurio e chiuso) lo si solleva, per mandarvi senza comprimerla l'aria aspirata dal recipiente ove si fa il vuoto, la quale così è espulsa completamente.

4°. La misura della pressione dell'aria rarefatta si fa comprimendo quella parte di essa che occupa il pallone fisso, fino ad occupare unicamente il foro del rubinetto, cioè un volume piccolo e ben determinato e misurando questa pressione senza errori di capillarità.

5°. Finalmente per economia di mercurio e per facilità di costruzione si possono usare palloni di piccola capacità (di solito di 300 cm³, ma talvolta e senza inconvenienti di 100 cm³, ed eccezionalmente anche di 50 cm³). Si può credere che con palloni di maggior capacità, p. es. di 1 litro, la rapidità con cui s' ottiene una data rarefazione sia in proporzione d' essa capacità, ma ciò non si verifica in pratica; i palloni più grandi richiedono maggior tempo per riempirsi e vuotarsi ed a causa della grande massa di mercurio, richiedono molta cura per

evitare urti pericolosi, ciò che diminuisce la rapidità dell'operazione; inoltre gl'inconvenienti nel caso di rotture crescono in proporzione della quantità di mercurio adoperata.

La forma rappresentata nella fig. 1 è la più semplice e più facile a costruire. A è il pallone fisso, B il pallone mobile

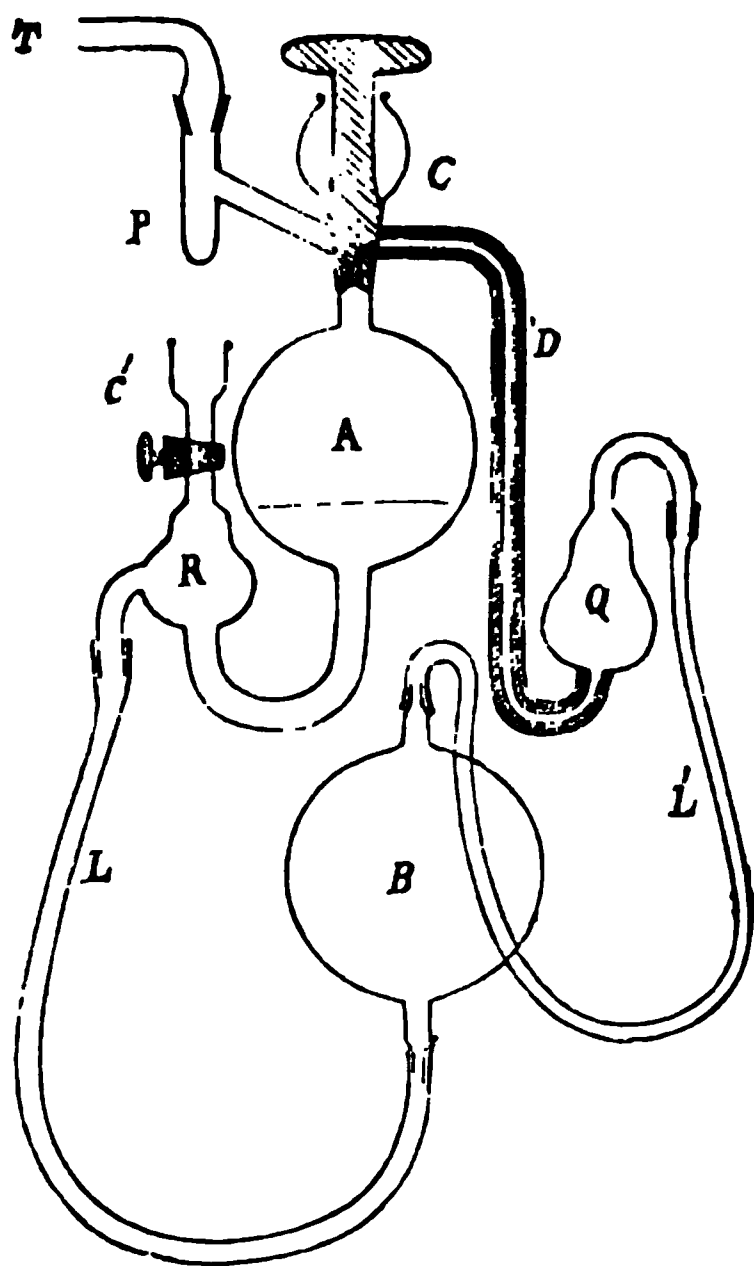


Fig. 1.

la cui capacità è un po' maggiore di quella del pallone fisso, C il rubinetto che stabilisce la comunicazione del pallone A col tubo T in cui si vuol fare il vuoto, oppure col tubo D, e quindi coll'atmosfera. Il pallone A comunica inferiormente con un tubo ricurvo ad U, che termina col rubinetto C'; sotto a questo lo stesso tubo presenta un rigonfiamento periforme R, nella parte larga del quale è saldato il corto tubo ricurvo all'ingiù in cui s'adatta il tubo di gomma a pareti spesse L che conduce al pallone mobile B. Il rubinetto C porta ai due lati due tubi; a quello di sinistra, che è inclinato all'insù, è sal-

dato un tubetto o palloncino P ove si colloca l'acido solforico o l'anidride fosforica precedentemente fusa, per disseccare, e su questo palloncino s'adatta a smeriglio e con grasso, oppure non a smeriglio ma con mastice il tubo T in cui si vuol fare il vuoto. Il tubo di destra D del rubinetto C stabilisce la comunicazione coll'atmosfera, esso ha un diametro interno di 2 mm. circa, è ripiegato all'ingiù per circa 20 cm. e comunica con un pozzetto Q che termina superiormente con un tubetto ricurvo all'ingiù; in questo s'adatta ed è legato a tenuta d'aria un tubetto di gomma L', a pareti un po' spesse, lungo circa 1 metro e coll'altra estremità libera. Finalmente il pallone mobile termina superiormente con un tubo un po' assottigliato, in modo da potervi facilmente adattare l'estremità libera del tubo di gomma L; questo tubo dev'essere lungo 15 a 20 cm., oppure dev'essere circondato provvisoriamente con un tubo più largo, fissato mediante un tappo, per evitare che quando s'abbassa il pallone, il mercurio per inerzia schizzi fuori dal pallone medesimo.

Il modo di procedere per fare il vuoto con questa pompa non differisce essenzialmente da quello solito, tuttavia sono utili le seguenti avvertenze: la quantità di mercurio dev'esser tale che quando il pallone mobile è alla sommità della corsa, il pallone fisso ed i pozzetti R e Q siano pieni di mercurio; abbassando poi il pallone mobile, esso deve riempirsi completamente di mercurio. Se il pallone B fosse troppo grande, occorrerebbe aggiungere tanto mercurio da ottenere le condizioni suddette, e se esso fosse troppo piccolo occorrerebbe limitare la corsa discendente e fermarlo quando il mercurio minaccia di traboccare.

Prima di procedere a fare il vuoto occorre scacciare l'aria dal pozzetto R, sollevando a tal uopo il pallone mobile, aprendo il rubinetto C' e richiudendolo quando l'aria è espulsa; quest'operazione poi si dovrà ripetere ogni qualvolta l'aria che si è sviluppata dal tubo di gomma e che rimane prigioniera in R pregiudica il buon funzionamento della pompa, sia impedendo al pallone fisso di vuotarsi completamente, sia penetrando nel pallone stesso. È bene poi non aprire il rubinetto C' o qualsiasi altro rubinetto, senza assicurarsi bene che la

pressione sia poco diversa ai due lati di esso, per evitare che il mercurio sia proiettato troppo violentemente.

Ciò premesso, le operazioni per far il vuoto sono le seguenti: stabilita la comunicazione A D si solleva il pallone mobile finchè il mercurio riempia quello fisso; si chiude il rubinetto C; si abbassa il pallone mobile finchè nel pallone fisso si formi un po' di vuoto; si apre lentamente la comunicazione A T sollevando più o meno il pallone mobile se il mercurio è spinto troppo violentemente, e poi abbassandolo finchè il pallone fisso si vuota; si richiude il rubinetto C; si solleva il pallone mobile finchè il mercurio è ad ugual altezza nei due palloni; si stabilisce la comunicazione A D e si continua a sollevare il pallone mobile finchè quello fisso è pieno di mercurio e l'aria ne è completamente scacciata; si chiude il rubinetto C; si abbassa il pallone mobile finchè in quello fisso comincia a formarsi un po' di vuoto e così di seguito.

Allorchè la quantità d'aria aspirata è molto piccola, per scacciarla interamente si procede nel modo seguente: essendo il pallone mobile in basso e quindi pieno di mercurio, si chiude come precedentemente il rubinetto C e si adatta l'estremità libera del tubo di gomma L' nell'estremità affilata del pallone mobile; tale congiunzione può esser resa facile e buona mediante un po' di grasso, ma non occorre che essa sia forzata, nè occorrono legature.

Ciò fatto si solleva il pallone mobile nel quale, abbassandosi il mercurio, si produce un vuoto parziale, e quando il mercurio è giunto verso la parte superiore del pallone fisso, si stabilisce la comunicazione A D e così l'aria si precipita dal pallone fisso nel vuoto del pallone mobile; si continua a sollevare il pallone mobile finchè un po' di mercurio sia giunto nel pozzetto Q (occorre qui aver cura di evitare che l'accelerazione del mercurio sia pregiudizievole) e qualora questo sia troppo pieno di mercurio se ne aspira un poco, indietro abbassando un poco il pallone mobile ma poi risollevandolo per scacciare le tracce d'aria trascinata col mercurio; si chiude il rubinetto; si abbassa il pallone mobile finchè quello fisso è vuoto; si stabilisce la comunicazione A T, la si richiude; si solleva il pallone mobile e così di seguito.

Allorchè si crede che nel pallone mobile si sia accumulata tropp' aria, proveniente dal pallone fisso o penetrata dalle congiunzioni, si abbassa il pallone mobile, e quando questo è quasi pieno di mercurio e l'aria interna un po' compressa, si stacca per un momento il tubo L' dal pallone mobile e si lascia così sfuggire l'eccesso d'aria; si riadatta il tubo di gomma e si procede come precedentemente.

Un piccolo inconveniente molto dannoso, ma molto facile a rimediare, è il seguente: avviene facilmente che una bolla di mercurio si ferma per adesione nel foro del rubinetto e quindi lo ostruisce, e non può esser scacciata nè dalla pressione minima dell'aria rarefatta, nè per mezzo di scosse, e la rarefazione non può progredire. Si rimedia a ciò, sia facendo il foro del rubinetto piuttosto largo e conico col vertice in alto, sia praticando nelle pareti di esso foro, mediante una limetta, una scanalatura (in quest'operazione è bene proteggere la parte smerigliata avvolgendola con carta spessa, perchè la lima molto facilmente sdrucchiola e va a scalfire e guastare tale parte essenziale del rubinetto) che il mercurio a causa della sua grande tensione superficiale non può riempire; così la comunicazione non è mai interrotta. Se la pompa dopo fatto il vuoto deve rimanere per molte ore inattiva, conviene lasciare il pallone mobile nella sua posizione più alta, per evitare che l'aria che si svilupperebbe o penetrerebbe dal tubo di gomma, finisca per penetrare nel pallone fisso.

Il pozzetto Q si può sopprimere senza grande inconveniente, ma allora occorre ogni tanto far cadere nel pallone mobile il mercurio contenuto nel tubo di gomma L' e che ostruisce la comunicazione; ciò si fa facilmente quando il pallone mobile è in alto e quindi vuoto, e perciò occorre sollevare il tubo di gomma L' incominciando da B, verso D. Si potrebbe altresì mantenere il tubo L' fissato a D e B, ma occorrerebbe interporre in qualche punto di esso un rubinetto a 3 vie per eliminare l'aria aspirata. La disposizione prima descritta è però più semplice e comoda.

Con questa pompa è possibile, ma non facile nè esatto, determinare la pressione dell'aria rarefatta, comprimendo quest'aria entro il pallone fisso finchè occupi solo il foro del ru-

binetto C, e misurando in tali condizioni il dislivello del mercurio nei due palloni, e supponendo noti in precedenza la capacità del pallone e quella del foro del rubinetto, dedurne nel modo solito la pressione cercata; tuttavia la misura del dislivello del mercurio nei due palloni non è comoda, a meno che il pallone fisso non sia provvisto in basso d'una parte cilindrica. Una misura approssimata si può anche avere osservando il volume della bollicina d'aria espulsa quando trovasi nel tubo D alla pressione atmosferica.

Un'altra forma di pompa un poco più comoda della precedente è quella rappresentata dalla fig. 2. Essa offre maggior guarentigia che l'aria proveniente dal tubo di gomma non penetri nel pallone fisso e che l'aria che si vuol scacciare venga espulsa totalmente, e finalmente permette una misura facile e molto esatta della pressione dell'aria residua. Del resto questa forma deriva direttamente dalla precedente; il tubo D ed il tubo C' sono dalla stessa parte e congiunti, e vi è per di più una nuova bolla per trattenere l'aria proveniente dal tubo di gomma.

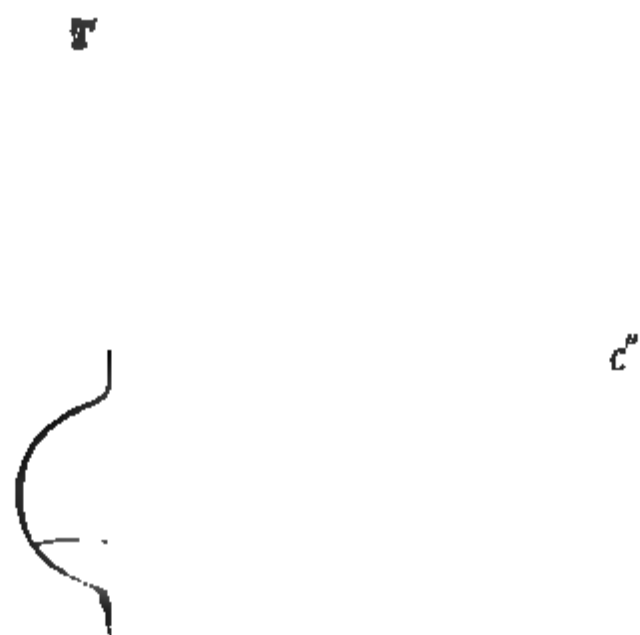


Fig. 2.

Così la pompa consiste del pallone A col rubinetto C' e col palloncino P dell'acido solforico come la pompa precedente.

Al disotto del pallone A il tubo si ricurva ad U, presenta un rigonfiamento E, poi si restringe in H, e presenta quindi una bolla, che comunica con un rubinetto a tre vie C'. Questo ha le tre vie a 120° una dall'altra, e permette di stabilire la comunicazione del tubo D e del tubo F fra loro o coll'atmosfera. È da notare che la bolla E trovasi un po' sotto il pallone A, e che la bolla F, la cui parte inferiore è cilindrica, trovasi all'altezza del maschio del rubinetto C, in modo che la base del maschio e il fondo della parte cilindrica siano su una stessa orizzontale. Finalmente nella bolla E è saldato lateralmente un corto tubo, che conduce ad una bolla simile E' chiusa superiormente da un tappo smerigliato o meglio da un rubinetto C'', che inferiormente comunica col tubo di gomma che conduce al pallone mobile: è utile che il tubo in cui s'adatta il tubo di gomma, sporga un poco dentro la bolla E, perchè così è più difficile che l'aria proveniente dal tubo di gomma sia trascinata dal mercurio in E ed in F.

Per fare il vuoto con questa pompa occorre anzitutto scacciare l'aria da E' e da F, ciò che si ottiene sollevando il pallone mobile e disponendo convenientemente i rubinetti C' e C''; e questa operazione bisogna ripeterla ogni qualvolta si ritiene che l'aria sviluppata dal tubo di gomma pregiudichi al buon funzionamento della pompa; in seguito, stabilita col rubinetto C' la comunicazione D-atmosfera, si procede affatto come colla pompa precedente.

Quando però la quantità d'aria che si vuol scacciare è molto piccola, la si scaccia anzitutto dal pallone A ed anche dal tubo D nell'atmosfera e poscia col rubinetto C' si stabilisce la comunicazione D-F; così al successivo colpo di pompa, operando come precedentemente, l'aria aspirata viene scacciata non più nell'atmosfera ma nella bolla F ove trovasi un buon vuoto. Dopo alcuni colpi di pompa, l'aria accumulata in F viene scacciata nell'atmosfera mediante il rubinetto C'.

Quando si vuol misurare la pressione dell'aria residua, supposto che il tubo T comunichi col pallone A e questo sia vuoto di mercurio, si chiude il rubinetto C e si solleva il pallone mobile finchè il mercurio giunga in quello fisso alla base del rubinetto (o a un punto più basso se la pressione è troppo

forte). In tal modo l'aria che prima occupava tutto il pallone fisso trovasi ridotta in un volume noto più che 1000 volte minore, ed avrà una pressione d'altrettanto maggiore data dal dislivello del mercurio in A ed in F'. Qualora nella bolla F si trovasse una quantità sensibile di aria, conviene scacciarla e ripetere la misura della differenza di livello. È utile notare che sebbene in questa misura il volume dell'aria venga grandemente ridotto, non v'è errore notevole di capillarità nella misura della pressione, perchè i due rami del manometro hanno ugual diametro; si può altresì comprimere l'aria entro il foro del rubinetto ed evitare tuttavia l'errore di capillarità, qualora le pareti del foro siano a 45° dalla verticale, e quindi la superficie del mercurio riesca piana.

Si potrebbe, come nella pompa precedente, utilizzare il vuoto che si produce nel pallone mobile, riunendo questo pallone e la sommità del rubinetto C' mediante un tubo di gomma, ma tale complicazione praticamente forse è superflua.

Riguardo alla perfezione del vuoto ottenibile da queste pompe, anzitutto è da notare che poichè esse per le loro parti essenziali e per il loro modo di funzionare non differiscono essenzialmente da quelle di Geissler, non v'è ragione perchè debbano funzionare meno bene. Invece è da notare che mentre una pompa di Geissler della forma solita non potrebbe funzionare bene qualora i rubinetti fossero imperfetti, colle pompe sopradescritte si possono ottenere facilmente le rarefazioni occorrenti per un'abbondante produzione di raggi Röntgen con rubinetti imperfetti.

Per ungere i rubinetti e la congiunzione smerigliata si può usare la vaselina resa più densa con un forte e prolungato riscaldamento, che la priva altresì delle parti volatili. È però più conveniente una mescolanza di colofonia e vaselina condensata fuse assieme in tali proporzioni da fornire una viscosità conveniente; questa miscela è quasi affatto trasparente e rende trasparenti i rubinetti e non solo presenta una grande resistenza al passaggio dell'aria, ma lo rende manifesto qualora esso si produca.

Come mastici sono convenienti le mescolanze di colofonia con gomma elastica, oppure con paraffina poco fusibile, o con

vaselina condensata; la miscela con gomma elastica talvolta non si produce completamente ed è inoltre opaca, le altre due miscele sono trasparenti, e quando sono scaldate fortemente sono fluidissime, riempiono così tutti gl'interstizi, e bollono difficilmente. La ceralacca, invece, che si usa comunemente, è opaca e non lascia vedere i possibili difetti delle congiunzioni, se scaldata poco è viscosa, se scaldata troppo bolle e rende così difficile una buona congiunzione, e finalmente a causa forse della trementina che essa contiene, emette una quantità notevole di vapori.

La forma 1 di pompa non presenta nessuna difficoltà di costruzione, e può quindi essere costruita da chiunque lavori anche molto mediocrementemente il vetro; però la forma di rubinetto C che trovasi correntemente in commercio, non ha imbuto ed ha un foro trasversale che stabilirebbe la comunicazione T D e che bisogna chiudere con gesso, reso poi impermeabile con grasso fuso.

La forma 2 che presenta un O irregolare in vetro, offre la nota difficoltà che due saldature, una a ciascun lato dell'O devono esser fatte contemporaneamente, affinché entrambi i lati si raffreddino e contraggano contemporaneamente; altrimenti il vetro dell'ultima saldatura raffreddandosi subisce una forte trazione, e quindi inevitabilmente si rompe. Si riesce però ad evitare questa rottura, tirando fortemente le estremità del lato freddo dell'O mentre il vetro della saldatura nell'altro lato è ancor molle, e diminuendo tale trazione a misura che la saldatura si raffredda; in questo modo entrambi i lati dell'O si contraggono contemporaneamente, uno per la diminuita trazione, l'altro per il raffreddamento. Alla trazione potrebbe esser sostituito meno comodamente un riscaldamento moderato di tutto un lato, mentre in un punto dell'altro si effettua la saldatura, e poscia il raffreddamento simultaneo di entrambi i lati ¹⁾.

1) A. Treffurth (Ilmenau in Thüringen, Germania) e Zambelli (Torino, via Ospedale) costruiscono la parte in vetro della forma 2 di pompa e la spediscono per pacco postale per il prezzo di circa L. 20. Rivolgendosi a intermediari che non costruiscono ma fanno costruire la pompa, il costo può diventare doppio o triplo. Le due figure di questa Nota sono state fatte all'incirca di $\frac{1}{3}$ della vera grandezza e sono proporzionate, almeno nelle parti essenziali.

ALCUNE OSSERVAZIONI SU L'INTERRUTTORE ELETTROLITICO.

Nota di A. G. ROSSI ¹⁾.

1. Nell'interruttore di Wehnelt il filo di Pt saldato in tubo di vetro non tarda a saltare per la violenza delle vibrazioni cui è sottoposto il vetro e per l'incandescenza del Pt oltre il mercurio e della guaina di gas che lo riveste.

Si evita l'uso del vetro saldando un filo di Pt di 6-8 cm. di lunghezza all'estremità di un grosso filo di rame lungo altri 10 cm., e che porta un morsetto. L'elettrodo attivo così costituito viene immerso nell'elettrolito sormontato da 8-10 cm. d'olio d'oliva o di petrolio: la saldatura e una parte del filo di Pt devono restare immerse in quest'ultimo. Si può così regolare la lunghezza della parte attiva del filo dentro l'acido, e l'olio impedisce al resto di divenire incandescente, come pure modera e trattiene la violenza dell'ebullizione.

Come elettrodo negativo può servire vantaggiosamente un serpentino cilindrico o conico di tubo di piombo, che si fa percorrere dall'alto al basso da acqua fredda.

Con fili di vari spessori e differenti lunghezze immerse e con varie f. e. m. si riscontra che, nel primario di un grosso Ruhmkorff; per una data f. e. m.; per una data immersione e per una data distanza esplosiva, il filo canta in tono tanto più alto quanto più è sottile: coll'aumentare l'immersione il tono si abbassa e la scintilla, dapprima spessa e continua, si sparpaglia in un fascio di scintille sottili e bianche. Per un dato filo di Pt, con distanze esplosive crescenti, il tono si abbassa anche gradatamente. Per f. e. m. crescenti, la frequenza delle interruzioni va crescendo in ragione inversa della distanza esplosiva che si mantiene nel secondario.

Con piccole f. e. m. talvolta il filo canta senza fornire scariche nel secondario: basta allora dare una piccola scossa trasversale al filo o aprire e chiudere il circuito per ristabilire il flusso di scintille.

1) Dagli Atti della R. Accademia delle Scienze di Torino, Vol. 34, 1899.

Adoperando un filo di Pt saldato nel vetro, è utile che il tubo presso l'attacco sia ripiegato orizzontalmente, e meglio due volte, ottenendosi così lo svolgimento dei prodotti gassosi più regolare e la saldatura più riparata dalle variazioni troppo brusche di temperatura.

2. Se la guaina di gas che avvolge l'anodo, è in sostanza, come porta la teoria finora delineata da vari autori sul modo di agire dell'apparecchio, un arco voltaico che alternativamente si forma e svanisce, un campo magnetico trasversale alla corrente nell'elettrolito dovrebbe agire per soffiare via e ristabilire con maggiore rapidità la corrente.

Per questo si dispone una vaschetta di vetro parallelepipedica di centimetri $4 \times 11 \times 14$ fra i poli anodi di un elettromagnete Faraday-Ruhmkorff, eccitato da 9 accumulatori Tudor. L'elettrodo negativo è uno strato di mercurio a cui un filo di Pt entro tubo di vetro conduce la corrente: l'elettrodo attivo è della forma solita, con la punta fra i poli del campo magnetico: uno strato d'olio sopra l'acido trattiene l'effervescenza.

In tali condizioni, per piccole distanze esplosive nel secondario, non si nota alcun cangiamento nei caratteri della scintilla.

Al contrario per distanze esplosive tanto grandi che la scarica scocchi difficilmente, o non passi altro che l'effluvio, all'eccitazione del campo si ha di nuovo un notevole torrente di scintille bianche, che scompaiono col campo. Il tono dell'interruttore e della scarica sono molto bassi.

L'esperienza riesce bene con punta e pallina all'eccitatore. Contemporaneamente la tensione ai poli primari del rocchetto diminuisce da 78 a 75 Volta. La tensione ai poli dell'interruttore elettrolitico è di circa 95 Volta quando è aperto con scariche a effluvio, e per l'azione del campo magnetico, che eccita le scintille, discende a 75-80 Volta. Naturalmente la corrente nel primario cresce.

Sembra dunque che realmente il campo magnetico agisca come per soffiare via la guaina incandescente. Il fatto che mentre la tensione massima ai poli deve innalzarsi, e l'autoinduzione del primario viene diminuita e la frequenza delle interruzioni

dovrebbe crescere, mentre il tono dell' interruttore si abbassa, potrebbe spiegarsi colla formazione di rapidi moti vorticosi, bene visibili, che il liquido assume intorno all' asse del campo magnetico.

3. Il sig. Armagnat osservò che *più caldo è il liquido e più basso può essere il voltaggio della sorgente*. Varie esperienze fatte sia su un solo filo, sia su cinque fili tutti uguali saldati in tubetti di vetro e disposti nello stesso vaso, sopra elettrodo negativo di mercurio, sia infine su fili differenti l'uno dall' altro in lunghezza si è trovato costantemente che *per ogni dato filo e ogni data f. e. m. v' ha un intervallo di temperatura che solo consente la produzione regolare del fenomeno di Wehnelt*.

I limiti non si possono ben determinare. Ad ogni modo, innanzi il limite più basso dell' intervallo, non si ha che elettrolisi silenziosa: oltre il limite più elevato, il funzionamento dell' interruttore cessa di essere continuo. Con altre esperienze ancora si è trovato che: *entrambi i limiti dell' intervallo di temperatura dipendono anche dalla distanza esplosiva o, se si vuole, dall' autoinduzione del primario*.

Esperienze eseguite per la ricerca dell' influenza del campo magnetico sul Wehnelt nel caso di f. e. m. deboli e facendo variare la temperatura hanno confermati in generale i risultati delle precedenti esperienze. Con deboli f. e. m. cioè con basse frequenze, la influenza del campo magnetico risulta più nettamente marcata, e appare procedere di pari passo con la temperatura nell' intervallo che comprende la produzione del fenomeno Wehnelt.

Si constata così il fatto che il campo magnetico, agendo sull' interruttore Wehnelt nel primario di un Ruhmkorff, ha una tendenza a cangiare in scintille bianche e vive ogni scarica oscura nell' intervallo del secondario.

**SUI RAGGI CATODICI, SUI RAGGI RÖNTGEN E SULLE DIMENSIONI
E LA DENSITÀ DEGLI ATOMI.**

Nota II di G. GUGLIELMO ¹⁾.

Ammesso che i raggi catodici siano costituiti da particelle esilissime dotate di grandissima velocità, il fatto che esse possono attraversare un corpo solido, liquido o gassoso di conveniente spessore senza essere deviate e senza diminuire di velocità, fornisce la prova più diretta della costituzione atomica della materia e dà un modo diretto e semplice (come fu dimostrato nella Nota precedente ²⁾) per determinare, se non la vera grandezza degli atomi, almeno un limite superiore di questa grandezza, molto più approssimato che non cogli altri metodi.

Un modo un po' diverso e più semplice di quello esposto in essa Nota, per ottenere la relazione fra l'assorbimento d'un corpo per i raggi catodici e la somma delle sezioni di tutte le molecole assorbenti, è il seguente.

Un fascio di raggi catodici, semplici, paralleli ed uniformemente distribuiti cada perpendicolarmente ad uno strato piano di spessore d d'una sostanza p. es. gassosa. Sia Q la quantità di questi raggi per cm^2 e per minuto secondo all'entrata nello strato, e sia Q' la quantità di essi per cm^2 e per $1''$ emergenti dallo strato senza aver subito deviazione da parte delle molecole della sostanza; sia inoltre n^3 il numero di queste molecole per cm^3 , e supponiamo lo strato diviso in n strati elementari uguali paralleli alle sue facce; ciascuno di questi conterrà n^3 molecole per cm^3 . Se per ciascuna molecola è σ l'area, presa perpendicolarmente ai raggi catodici, che non può essere attraversata da questi senza che essi vengano deviati o fermati, quest'area per ogni strato elementare sarà $n^3 \sigma$ per cm^3 , ed il numero di raggi catodici che saranno deviati o fermati nell'attraversare il 1° strato elementare sarà

1) Dalla R. Accad. dei Lincei, vol. 8, 1° sem., ser. 5., fas. 8. Aprile 1899.

2) Nuovo Cimento. Serie 4, vol. 9, pag. 131.

$Q n^2 \sigma$, mentre il numero di quelli che potranno passare liberamente sarà $Q (1 - n^2 \sigma)$ per cm^2 . Similmente il numero di essi che potranno attraversare liberamente il 2°, il 3° ecc. strato elementare, sarà rispettivamente $Q (1 - n^2 \sigma)^2$, $Q (1 - n^2 \sigma)^3$ ecc.; ed il numero di quelli che potranno attraversare liberamente tutto lo strato di spessore d , sarà per cm^2 :

$$Q' = Q (1 - n^2 \sigma)^{nd}.$$

Questa relazione non differisce essenzialmente da quella trovata nella Nota precedente: difatti essa può scriversi: $Q' = Q e^{nd \cdot \log n^2 \sigma}$, e siccome $n^2 \sigma$ è una quantità piccolissima, invece di $\log (1 - n^2 \sigma)$ si può prendere $-n^2 \sigma$ e quindi si ha:

$$Q' = Q e^{-dn^2 \sigma} \quad \text{oppure} \quad Q' = Q e^{-Sd}$$

indicando con S la somma delle sezioni di tutte le molecole che è $n^2 \sigma$ per cm^2 e prendendo come sezione d'una molecola il valore di σ quale fu definito.

Siccome d'altra parte $n \cdot d$. 1 cm^3 è il numero delle molecole per cm^3 dello strato che si considera, e questo numero è uguale al quoziente del peso P di esso strato per cm^3 , per il peso assoluto $p\epsilon$ d'una molecola (chiamando ϵ il peso assoluto d'un atomo d'idrogeno, che secondo la teoria dei gas è circa 10^{-24} gr.) si avrà:

$$Q' = Q e^{-\frac{P}{p\epsilon} \sigma}$$

L'area σ per un gas, per un liquido o per un solido amorfo deve necessariamente ritenersi (almeno in media) come costituita da uno o più cerchi a seconda che la molecola è composta di uno o più nuclei o atomi che impediscono il libero passaggio dei raggi catodici, poichè non v'è ragione perchè in un corpo amorfo queste aree si estendano piuttosto in una direzione che in un'altra, e se ν è il numero di questi nuclei o atomi, sarà $\sigma = \nu \pi \rho^2$ essendo ρ il raggio delle singole aree che impediscono il libero passaggio dei raggi catodici. ρ rappresenterebbe il raggio d'azione sensibile degli atomi rispetto ai raggi catodici qualora le particelle che questi ultimi costituiscono avessero

non

o v

' al

o c

lun

po

l. C

ter

di

o, l

rag

lm

ond

ure

essa

pu

l' a

ent

ie p

ike

leol

ei

ole

he

gas, quale risulta dalle esperienze di Lenard, e la grandezza delle molecole molto più piccola di quella che risulterebbe dalla teoria dei gas, si spiega

1) Spesso si considerano gli atomi come corpicciuoli a cui si attribuisce un'elasticità; tale ipotesi però non ha niente che la giustifichi e neppure utile. Difatti essa non giova a appurare l'azione e a dare essere intenzionale, perchè obbliga le molecole a mantenersi in un tempo e in uno spazio piccolissimi e perchè produce nelle collisioni o luminose che sono certamente rapidissime. L'ammettere lo sviluppo (come nell'atto del corpo) al contatto dei due atomi di indagare la struttura dell'atomo tale da sviluppare tali fenomeni è un problema insolubile, mentre il considerare l'atomo come un campo che determinano il campo si possa trovare la causa d'un atomo, per uno spostamento di esso dalla posizione d'equilibrio (10^{-11}) si manifesta un effetto.

velocità e colle minori dimensioni delle particelle dei raggi catodici rispetto a quella delle molecole, ma specialmente con ciò che i raggi catodici penetrano nell'interno delle molecole passando fra atomo e atomo.

L'uguaglianza dei valori che s'ottengono per il raggio d'azione degli atomi applicando la formula suddetta all'assorbimento prodotto dai gas ed a quello prodotto dai vari solidi, molto diversi per densità e per peso atomico, studiati da Lenard, è già una prova che quest'ultima applicazione non è erronea; tuttavia essa può dar luogo a varie obiezioni.

Stokes ¹⁾ trovando difficile poter ammettere che particelle materiali possano penetrare nell'interno d'un solido compatto (ciò che risulta necessariamente se si ammettono i valori di ϵ che s'ottengono pei gas dalle esperienze di Lenard) suppone che i raggi Lenard come i raggi Röntgen possano esser dovuti a perturbazioni dell'etere causate dal subito fermarsi delle particelle cariche di elettricità negativa urtanti contro il solido. Egli suppone altresì che i raggi Lenard possano essere raggi catodici emessi dalla faccia posteriore della foglia d'alluminio, quando la faccia anteriore è percossa dai raggi catodici portanti elettricità negativa.

Goldstein ²⁾ ha osservato che i raggi catodici K_1 urtando le molecole gassose danno origine ai raggi K_1 di natura simile ai raggi K_1 , ma diffusi in tutte le direzioni, e nell'urtare le molecole d'un solido danno origine ai raggi K_a pure simili ai raggi K_1 e diffusi in tutte le direzioni; egli non può asserire che i raggi K_1 e i raggi K_1 e K_a siano identici, anzi osserva alcune lievi differenze di colore nelle luminescenze da essi prodotte. Inoltre il Goldstein osserva che i raggi catodici K_1 non attraversano una foglia metallica conservando la loro direzione, ma vi si trasformano in raggi K_a diffusi in tutte le direzioni; difatti la luminescenza prodotta dai raggi catodici

1) Mem. and Proc. of the Manchester liter. phil. Society, 1897. Science Abstracts, I, pag. 476. Nature 58, pag. 445.

2) Wied. Ann 67, pag. 84. Goldstein distingue tre strati nelle luminosità presso il catodo; uno strato color giallo (K_1 , Kanalstrahlen) che si sviluppa dietro il catodo se questo è forato, uno strato formato di raggi azzurri poco luminosi K_2 , ed uno strato di raggi azzurri più luminosi K_3 partenti da tutti i punti delle traiettorie dei raggi catodici.

attraverso una foglia metallica, è più intensa e limitata all'estensione di essa se la foglia è aderente al vetro, ma diventa più estesa e meno intensa a misura che la foglia s'allontana dal vetro. Qualora i raggi Lenard fossero raggi $K\alpha$ e non raggi K_β , mancherebbe la base principale al calcolo su esposto.

L'ipotesi che i raggi Lenard siano perturbazioni dell'etere è contraddetta dalle esperienze dello stesso Lenard, che dimostrò che i raggi suddetti hanno tutte le proprietà dei raggi catodici ed in specie quella di essere deviati in vari gas ed a varie pressioni per effetto d'un campo magnetico. L'altra ipotesi, cioè che i raggi Lenard siano raggi catodici emessi dalla faccia esterna della foglia d'alluminio, è contraddetta dal fatto che essi si producono nell'aria atmosferica alla pressione ordinaria, nel vuoto più perfetto, ed anche quando la foglia d'alluminio comunica coll'anodo, tutte condizioni che s'oppongono alla produzione dei raggi catodici ¹⁾.

Riguardo alla possibilità che i raggi K_β , $K\alpha$ e K_γ non siano identici, si può osservare anzitutto che ciò è senza influenza nell'applicazione della formula dell'assorbimento ai gas. Goldstein (*Wied. Ann.* 51, pag. 622) ha osservato per primo che i raggi K_β attraversano tutto lo spazio dei raggi K_γ e sono osservabili anche nei gas a pressione relativamente grande come nei tubi di Geissler, purchè si guardi attraverso un vetro azzurro che attenua la luce un po' rossiccia dei raggi K_β . I raggi diretti K_β ai quali solamente può applicarsi la formula suddetta si distinguono inoltre dai raggi K_γ per la proprietà di produrre una viva luminescenza nel vetro.

Per cercare di risolvere il dubbio che i raggi catodici diretti K_β ed i raggi riflessi $K\alpha$ siano di diversa natura, si può far riflettere i raggi K_β ed osservare se i raggi riflessi vengono deviati per azione d'un campo magnetico. A tale scopo in un tubo a T, di vetro, era stato introdotto da un lato un elettrodo d'alluminio piano e perpendicolare all'asse del tubo, e dall'altro lato un elettrodo d'alluminio pure piano ma inclinato di 45° sull'asse. Il primo elettrodo che serviva da catodo si tro-

1) Willy Wien, *Wied. Ann.* 65. pag. 440.

di vari spessori d' uno stesso corpo, si possa applicare semplicemente l' ipotesi di particelle che passano negli interstizi fra gli atomi. Dato anche che i raggi Röntgen fossero costituiti da particelle materiali e non da perturbazioni dell' etere, il fenomeno dell' assorbimento dovrebbe essere complesso e non calcolabile (eccetto forse qualche caso come p. es. quello dei gas) nel modo indicato.

Riesce difatti inconciliabile colla suddetta ipotesi, che una lamina di platino ed una lamina d' alluminio a parità di peso per cm^2 presentino un così diverso assorbimento pei raggi Röntgen, e più generalmente riesce inesplicabile l' influenza del peso atomico. Se supponiamo ciascun atomo di alluminio e di platino diviso in tante parti quante sono le unità nei pesi atomici rispettivi e supponiamo, ciò che pare molto probabile, che queste parti avendo masse uguali esercitino, se prese isolatamente, azioni uguali, ne risulta che se queste parti fossero isolate e distanti, le due lamine avendo uguali pesi per cm^2 e quindi un ugual numero di queste parti per cm^2 , dovrebbero aver la stessa opacità pei raggi Röntgen. Se invece le stesse parti in ogni atomo fossero vicine o raggruppate, la sezione degli atomi e quindi l' opacità della lamina, dovrebbe esser minore per il platino che non per l' alluminio.

Tuttavia non è possibile disconoscere alcune analogie che passano fra le proprietà dei raggi Röntgen e quelle dei raggi catodici. Oltre all' assenza di polarizzazione e di interferenze comune ad entrambi, si ha che per entrambi l' assorbibilità cresce al decrescere del potenziale al quale furono prodotti, ed è da notare che la differenza d' assorbibilità, grandissima pei raggi Röntgen e pei raggi Lenard ordinari, diventa molto minore qualora si considerino raggi Röntgen prodotti a piccola differenza di potenziale.

Questa specie di raggi Röntgen non appare nei soliti tubi che invece hanno per iscopo di produrre raggi quanto più è possibile penetranti, e che inoltre hanno una parete spessa sufficiente per assorbire completamente questa specie di raggi qualora essa si producesse. In vari tentativi per ottenere raggi Lenard attraverso foglie d' alluminio e di magnesio, non di rado troppo spesse (1 a 2 mgr. per cm^2), l' A. ottenne oltre ai

RICERCHE SPERIMENTALI SULLA LUCE FLUORESCENTE NEI SOLIDI.

Memoria del Dott. IGNAZIO SCHINCAGLIA.

Già Sohneke e Schmidt studiarono entrambi la luce fluorescente nei corpi mono e birefrangenti. In questa memoria ci si propone di studiare tali fenomeni di fluorescenza adoperando, fra le altre, sostanze isotrope non ancora indagate sotto questo, punto di vista, e sottoponendo ai raggi luminosi una completa collezione di cristalli di tutti i sei sistemi, che si prestano a tal genere di osservazioni. Infine ci si propone di definire decisamente la questione se, come nei corpi isotropi è proprietà generale (senza eccezione) essere la luce fluorescente non polarizzata, è pure proprietà generale in quelli birefrangenti essere invece polarizzata.

Onde eseguire le differenti esperienze è stato adoperato un porta-luce il quale mandava un fascio cilindrico di raggi solari entro un tubo di cartone nero non lucido lungo un metro e del diametro di 10 cm. All'estremità di esso una lente convergente, concentrava assai bene i raggi luminosi in un punto non molto discosto. I corpi da esaminare venivano posti in modo che il loro centro coincidesse col fuoco principale della lente.

La luce di fluorescenza veniva osservata, attraverso le sostanze, in direzione perpendicolare a quella dei raggi incidenti servendosi di un nicol incassato in una ghiera metallica munita di un braccio spostantesi davanti ad un cerchio graduato. Per impedire l'intervento di sorgenti luminose estranee, fra il nicol e il corpo eravi un tubo, lungo il quale provenivano le radiazioni fluorescenti.

Quando occorreva un fascio di raggi paralleli, ma con luce molto intensa, si poneva ad un'opportuna distanza davanti alla lente sovraccennata un'altra lente pure convergente di piccola apertura e piccolissimo raggio di curvatura. La camera dove erano compiute le esperienze era sufficientemente oscura: fu fatto spesso uso di vetri colorati e quasi sempre violetti.

di intensità nella luce fluorescente anche se i raggi incidenti erano polarizzati.

Per i corpi isotropi non cristallizzati furono adoperate quattro qualità di vetri, due delle quali, il vetro di didimio e di lantanio, furono trovate fluorescenti.

Esperienze sui cristalli birefrangenti. — Furono sottoposte all'esperienza varie specie mineralogiche giacchè i cristalli degli ultimi cinque sistemi che hanno le condizioni per potere essere oggetto di queste ricerche, sono molti. È necessario osservare che in alcuni di essi il fascio di raggi luminosi, che entra per una faccia non eccita sempre la fluorescenza in tutte le direzioni del cristallo, onde nei minerali sottoposti ad esame si è dovuto presentare successivamente al fascio di luce incidente tutte le faccie che essi possedevano, inclinandoli e muovendoli, in modo che i raggi rifratti sul loro tragitto nell'interno del cristallo non trascurassero di attraversarne la più piccola porzione. Fu adoperata quasi sempre la luce solare con e senza il vetro violetto.

L'epatite e il berillo che Sohncke trovò essere fluorescenti, non si mostrarono tali in queste esperienze. I cristalli che si mostrarono nettamente fluorescenti furono: lo spato d'Islanda, l'aragonite, la fosgenite, la baritina, il topazio.

Spato d'Islanda. — Lo spato d'Islanda ad un fascio di raggi solari assai concentrato diviene fluorescente, cioè il fascio stesso, osservato perpendicolarmente alla sua direzione di propagazione, appare colorato in rosso sangue, quando attraversa il cristallo. Si sperimentò con quattro romboedri diversi i quali, posti sul cammino della luce, lasciando che il piano d'incidenza avesse qualsiasi orientazione rispetto alla sezione principale degli spati, apparvero tutti più o meno fluorescenti lungo la via dei raggi, qualunque fosse la faccia d'ingresso del fascio incidente. Il rosso appariva meno marcato se si adoperava luce solare senza vetro violetto.

Ponendo cura nell'osservazione, osservando le radiazioni fluorescenti da una faccia del romboedro contigua a quella d'ingresso dei raggi eccitatori, non apparve affatto di scorgere la minima traccia di polarizzazione all'origine benchè ruotando il nicol analizzatore si vedessero sparire e ricomparire perio-

faccie esattamente perpendicolari agli assi cristallografici di simmetria, attraverso le quali fu osservata la fluorescenza eccitata dai raggi incidenti. S'indichino con x e y i due assi secondari, con z il principale, le faccie artificiali rispettivamente con X, Y, Z.

Facendo entrare un fascio orizzontale di raggi paralleli per una qualsiasi faccia naturale del cristallo, e osservata la fluorescenza attraverso le altre faccie del prisma essa apparve di un bel verde brillante che si mostrava non completamente ma parzialmente polarizzata.

Operando sulle tre faccie artificiali seguendo la direzione dei rispettivi assi si osservò la fluorescenza susseguentemente attraverso ciascuna delle altre due faccie, nella direzione del rispettivo asse. In ogni caso apparve luce di fluorescenza più o meno intensa, con dei massimi e minimi d'intensità, di colore verde giallastro, parzialmente polarizzata in un piano che ora è perpendicolare a quello degli assi ottici (ma parallelo all'asse principale del cristallo), ora è parallelo al piano degli assi ottici, ora coincidente con questo piano stesso, ora perpendicolare all'asse principale e al piano degli assi ottici stessi.

Per la varietà bianca si esperimentò pure con vari campioni e si ottenne un comportamento simile a quello della baritina precedente.

Topazio. — Tutti i topazi gialli mostravano una bella fluorescenza color rosso porpora sottoposti alla luce concentrata del sole, con o senza vetro violetto. Di quelli degli altri colori nessuno fu trovato fluorescente tranne un acquamarino chiaro, il quale fu provato essere fluorescente ma non in tutte le direzioni.

Si fecero varie esperienze con questo cristallo ed è strano l'aver constatato come non vi si destasse fluorescenza alla luce solare per quanto concentrata, ma ben tosto apparisse rosso-rosea non appena si adoperasse il vetro violetto. La luce di fluorescenza non compariva se non quando la luce eccitatrice aveva raggiunto un certo grado d'intensità, e anch'essa variava d'intensità, col variare la concentrazione dei raggi incidenti.

Nei cristalli birifrangenti la fluorescenza offre spesso, ma non sempre, tracce di polarizzazione. Nello spato d'Islanda, come s'è veduto, non è polarizzata, nell'aragonite lo è solo parzialmente, però osservata in certe direzioni come ad esempio lungo l'asse secondario minore, purchè il fascio incidente segua quello principale, non si vedono ruotando il nicol, i più piccoli mutamenti. Nella fosgenite è pure parzialmente polarizzata, tranne il caso in cui l'osservazione venga fatta lungo l'asse ottico.

Nella baritina la luce verde giallastra destatavi per fluorescenza, si mostra sempre più o meno parzialmente polarizzata, e muta di un po' il proprio colore quando ha maggior spessore di cristallo da attraversare prima di giungere all'occhio. Quando è piccolo la luce è giallognola, mentre diventa verdolina quando lo spessore è notevole. Col vetro violetto il colore non muta sensibilmente, ma appare più brillante in questo cristallo le vibrazioni luminose nella fluorescenza, per quella parte di luce polarizzata che contiene, si compiono sempre o perpendicolarmente o parallelamente al piano degli assi ottici.

Il topazio poi è l'unico cristallo che mostri luce fluorescente completamente polarizzata; in alcuni campioni però, come in quelli gialli, lo è soltanto parzialmente. Tuttavia in tutti, e per qualsiasi direzione dei raggi incidenti, capaci di eccitare la fluorescenza, le vibrazioni luminose avvengono sempre nel piano degli assi ottici.

Possiamo quindi concludere che nei cristalli birifrangenti non sempre avviene la polarizzazione parziale o totale della luce fluorescente, tanto più che anche in alcuni di essi ottenuti artificialmente da Schmidt, non fu trovata menomamente polarizzata.

Riguardo poi all'origine della fluorescenza nell'interno dei cristalli, si può rispondere quasi con certezza che essa dipende, nel maggior numero dei casi, dalle impurità chimiche del minerale. Potrà darsi che questi corpuscoli estranei si distribuiscano in tutta la massa del cristallo, e allora la proprietà fluorescente che hanno tali particelle sarà visibile in ogni direzione. Ma può tuttavia benissimo accadere che, o per le

fluorescenza che è color rosso vivo. Portandolo di poi ad alta temperatura, in modo da ottenere il così detto topazio bruciato, ed esaminando allora la fluorescenza, vedremo che come il cristallo col riscaldarsi ha cangiato colore, anch'essa lo ha mutato, ed è diventata viola porpora.

Non è da passare sotto silenzio, quando si adopera il vetro violetto, il diverso comportamento della luce fluorescente nei corpi esaminati. Per alcuni di essi, quali il vetro d'uranio, la fluorite, lo spato d'Islanda, l'aragonite e la baritina, il vetro violetto non produce cambiamento sensibile sul colore di fluorescenza, per altri come il vetro di didimio, di lantanio e la fosgenite, cagiona un mutamento di tinta molto marcato, finalmente nel topazio rende visibile la fluorescenza, mentre senza vetro questa non si scorge. È poi da notare il fatto che se si adopera la luce dell'arco voltaico, ricca di raggi violetti e ultra violetti, per eccitare la fluorescenza nel topazio acquamarino, anche in questo caso si ottiene un effetto nullo se non si fa uso del vetro violetto.

Nello studio della fluorescenza polarizzata nei cristalli birifrangenti, potrebbe farsi un'obiezione; chiedere cioè se questa luce fluorescente è polarizzata all'origine, vale a dire nell'interno del cristallo, oppure appare tale perchè prima di giungere al nostro occhio attraversa un mezzo non isotropo.

Un unico cristallo di topazio ci fece vedere nel suo interno un fascio di luce rossa completamente polarizzata: esaminiamone il comportamento. Siccome è necessario adoperare il vetro violetto per eccitarvi la fluorescenza, il resto del cristallo ci appare illuminato completamente di una tinta azzurrastra. Ruotando il nicol analizzatore compare e scompare completamente il rosso, ma quel colore viola azzurro del topazio non muta menomamente d'intensità. V'ha di più: nell'interno di esso si scorgono punti più o meno luminosi di luce biancastra, che dovrebbero insieme col rosso, se la polarizzazione avviene per ulteriore rifrazione, sparire e ricomparire. È ben vero che alcuni di essi situati lungo il fascio rosso danno luogo a piccolissimi, anzi a quasi impercettibili mutamenti di intensità, ma siccome assai probabilmente consistono in bollicine di aria, o in piccole screpolature interne, o in minutissime superficie

polarizzazione proveniva da rifrazione nell' attraversare il cristallo. Infine posto dietro il topazio un vetro rosso, e osservata con un nicol la luce così colorata che lo attraversa abbiamo dei piccolissimi cambiamenti di intensità che mostravano contenere tale luce tracce minime di polarizzazione. Ma il piano di polarizzazione di essa non era il medesimo di quello della luce rossa ottenuta per fluorescenza, bensì un piano esattamente perpendicolare a quest' ultimo.

A questo punto ci pare opportuno accennare ad alcune altre esperienze da noi eseguite.

Come Zeeman trovò che il campo magnetico produce variazioni sulla lunghezza d' onda di varie radiazioni luminose, così fu provato se si potevano scorgere analoghi fenomeni per la luce fluorescente dei vari corpi, e se in quelli monorifrangenti, con un intensissimo campo magnetico, si ottenessero tracce di polarizzazione come già fu trovato per la luce del sodio.

Fra i poli di una potente elettrocalamita di Faraday furono poste varie sostanze fluorescenti isotrope: accolto un fascio di raggi luminosi entro il nucleo, e osservata la fluorescenza in direzione perpendicolare al raggio, cioè normalmente alle linee di forza del campo non fu osservato alcun cambiamento di tinta, nè segni di polarizzazione della luce. Il medesimo risultato fu ottenuto quando fu osservata la fluorescenza dei corpi isotropi nella direzione delle linee di forza e accogliendo quindi il raggio incidente normalmente all' asse dell' elettrocalamita.

Per i corpi birifrangenti furon fatte analoghe osservazioni e nessuna modificazione fu trovata nel colore di fluorescenza. Fu osservata allora la luce rossa del topazio, completamente polarizzata, nella direzione stessa delle linee di forza. Un fascio di raggi paralleli concentrati, venivano raccolti su di una lente a piccola apertura e grande curvatura, il cui fuoco principale cadeva fra i poli, e precisamente sull' asse dell' elettrocalamita. In tal modo poteva accadere, pel noto fenomeno di Faraday, che tale luce polarizzata nell' attraversare un certo spessore di topazio ed uno dei nuclei fortemente magnetizzati ruotasse il suo piano di polarizzazione. Ma per quanto accu-

di aver lavato tutto con cura si immerga il disco nell'acqua distillata e si faccia scendere lentamente il pendolo portandolo quasi a contatto col disco. Osservando con una lente si vede subito formarsi sul disco un deposito nero (probabilmente di CuO), nel punto dove dovrebbe avvenire il contatto. La distanza tra gli elettrodi essendo minima, il piccolo intervallo si riempie presto del deposito. Allontanando delicatamente il pendolo questo deposito si allunga in forma di catene arbore-scenti. Se appena comincia a formarsi la catena si alza bruscamente il pendolo di 1 o 2 mm. si vede quella prolungarsi per sovrapposizione di grani nascenti, la corrente seguita a passare quantunque fra pendolo e catena non vi sia contatto alcuno.

Ripetendo questa esperienza dopo di avere ben ripulito il disco e la sferetta, e rialzando il pendolo immediatamente subito dopo il contatto, senza che si sia formato alcun deposito, la corrente seguita a passare anche se fra disco e sferetta c'è una distanza assai grande.

Osservando con la lente non si nota alcun cangiamento nè sugli elettrodi, nè nello strato di liquido tra di essi.

Si può ritenere che in tali condizioni si formi una catenetta molecolare.

Purchè la distanza tra gli elettrodi non sia grande, tale catena in seno all'acqua si forma anche senza contatto preventivo tra gli elettrodi.

Inoltre è facile vedere che le onde elettriche non agiscono direttamente sulla limatura, ma sui conduttori metallici uniti a questa sia a circuito aperto che a circuito chiuso. Questo si può vedere facilmente sperimentando con un coherer che possa essere immerso nel mercurio.

Servendosi di conduttori rettilinei isolati e cortissimi, non basta più una sola scintilla per ristabilire la conducibilità del coherer, ma ne occorre un certo numero.

La modificazione di conducibilità nelle limature metalliche non si produce immediatamente ma per gradi, e la rapidità di questa azione aumenta entro certi limiti con la lunghezza dei conduttori metallici riuniti alla limatura.

Intercalando un telefono sia direttamente, sia con l'intermediario di un piccolo rocchetto, sul coherer si sente distinta

3) Le aderenze conduttrici sono la conseguenza del riscaldamento dei piccoli contatti, prodotto dallo scattare di una serie di scintille.

Le seguenti esperienze mostrano assai chiaramente la verità di queste conclusioni.

Formazione di catene senza alcun contatto primitivo tra gli elettrodi e la limatura. — Queste catenette, che possono dirsi di autoformazione, si formano più facilmente nei liquidi dielettrici che nell'aria.

Per osservarle nell'aria si intercali tra gli elettrodi di un potente rocchetto di Ruhmkorff una larga tavoletta orizzontale di legno di spessore sufficiente e su di essa si ponga la limatura. Facendo le interruzioni a mano si vede a ciascuna scarica formarsi immediatamente la catena e raggiungere l'elettrodo che si trova dalla sua stessa parte.

Nell'acqua distillata si possono vedere catenette di autoformazione di più di 20 cm., lasciando agire l'interruttore del rocchetto. In questo caso la formazione non è istantanea ma avviene in meno di un secondo. Se si diminuisce la corrente lasciando gli elettrodi alla stessa distanza si vede formarsi e montare verticalmente una quantità di catenette, aumentando gradualmente l'intensità della corrente una delle catene può toccare l'elettrodo e aderirvi. L'effetto immediato è di far cadere in frammenti tutte le altre catenette e di far cessare ogni movimento nella limatura. La catena conduttrice non si rompe neanche con scosse assai violente, ma se si interrompe la corrente, basta il più leggero colpo.

Ponendo un po' di limatura al fondo di un tubo di vetro a forma di V, riempito di acqua distillata ed aventi gli elettrodi disposti a una distanza di 15 cm. nelle due branche, si osserva il medesimo fenomeno in tutte e due i rami.

Nell'oscurità si vedono delle serie di piccole scintille che formano delle catene luminose, la cui lunghezza dipende dalla intensità della corrente. Agli estremi di queste catenette in formazione si vede una specie di effluvio che produce un vivo movimento nella limatura; ma allorchè la catena conduttrice che riunisce gli elettrodi è ben stabilita cessano le scintille e ogni movimento della limatura.

Spettri delle linee di forza elettriche per mezzo delle catene di limatura, nell' acqua distillata. — In un recipiente largo e a fondo piano si ponga della limatura d' argento ricoperta di uno strato di acqua distillata di 3 o 4 mm. di spessore. L' estremità di due fili di alluminio in comunicazione con gli elettrodi del rocchetto pescano nell' acqua toccando il fondo del vaso. Regolando opportunamente la corrente dalle due punte di alluminio si vedono irraggiare una quantità di catenette che si allineano secondo curve perfettamente identiche a quelle degli spettri magnetici. Ma appena formata la catena conduttrice fra i due elettrodi, si arresta la formazione delle altre. Per ottenere lo spettro completo occorre rompere con una bacchetta di vetro la catena conduttrice, mano mano che essa si forma.

Se durante questa esperienza si fa l' oscurità e dopo di avere aumentato la corrente si dà al vaso un movimento oscillatorio, si osserva un certo numero di linee di forza, designate da catene luminose.

Queste esperienze mostrano in forma ingrandita, ciò che avviene nel campo limitato del coherer.

LIBRI NUOVI

DEUXIÈME EXCURSION ÉLECTROTECHNIQUE EN SUISSE PAR LES ÉLÈVES DE L' ÉCOLE SUPÉRIEURE D' ELECTRICITÉ.

(Paris, Gauthier-Villars, 1899).

Facilitare ai giovani che si dedicano allo studio dell' elettrotecnica la conoscenza dell' industria viva, apprendere loro a vedere e a giudicare da se medesimi, metterli in grado di conoscere praticamente ciò che hanno studiato in teoria, far loro rilevare le difficoltà che si presentano nell' industria ed indicare il modo di superarle; ecco il fine che si è proposto la *Scuola superiore di elettricità di Parigi* organizzando nel 1898 un viaggio di studio nella Svizzera.

TRAITÉ ÉLÉMENTAIRE DE MÉCANIQUE CHIMIQUE FONDÉE SUR LA THERMODYNAMIQUE,
per P. DUIHEM.

(Tomo IV, Paris, A. Hermann, 1899).

È l'ultimo volume di questa opera, e contiene i libri 8° e 9°.

Nel libro 8° sono studiati i miscugli doppi sia liquidi che gassosi, la teoria della distillazione, gli stati critici di un miscuglio, e i miscugli isomorfi.

Nel libro 9° sono esposti dei teoremi generali, che si deducono dai principii posti nei libri precedenti, e che si applicano a qualunque sistema chimico. Questa esposizione dei principii generali della statica chimica presenta una specie di riassunto di tutte le proposizioni stabilite nel corso dell'opera, e dei metodi che hanno servito ad ottenerle. È notevole il capitolo 1°, nel quale si espone la legge delle fasi, stabilita da J. W. Gibbs, che serve di base alla chimica moderna e che introduce un ordine ed una chiarezza invidiabile in tutta la meccanica chimica.

A. STEFANINI.

MANUALE DELL'AUTOMOBILISTA,
del Dott. G. PEDRETTI.

(Un volume di 500 pagine. U. Hoepli, editore, Milano 1899).

Avendo l'industria degli automobili ovunque assunto in breve tempo una grande importanza, era sentito il bisogno di un libro che si occupasse esclusivamente di questo nuovo ramo dell'industria meccanica. Il lavoro del Dott. Pedretti, unico che su tale argomento sia stato pubblicato in Italia, colma questa lacuna.

Interessanti sono i diversi argomenti ottimamente trattati sia nella parte teorica, che in quella pratica.

L'opera si divide in cinque parti: parte pratica, parte teorica, monografia delle vetture automobili, motocicli, vetture elettriche. L'elegante volumetto termina con un elenco delle riviste e giornali che si occupano di automobilismo e dei più accreditati costruttori di automobili.

Nel quarto capitolo, utilizzazione della corrente, l'A. tratta del materiale, dei motori delle vetture, del binario, del calcolo di una vettura motrice, illustrando questa parte con ricche nozioni sui materiali, sulla scelta di esso e sulla costruzione dei motori.

Nel quinto capitolo, esercizio, accenna ai quadri di servizio in rapporto al funzionamento della centrale, al tipo di vettura in rapporto alle spese di esercizio, alla sorveglianza dell'impianto, alle istruzioni tecniche per l'esercizio, alle rimesse per vetture, ecc.

Finalmente il sesto capitolo è dedicato alle spese d'impianto e alle prescrizioni regolamentari.

G. CARRO CAO.

COURS DE PHYSIQUE DE L'ECOLE POLYTECHNIQUE,
par JAMIN et BOUTY.

PROGRÈS DE L'ELECTRICITÉ,
di E. BOUTY.

(Gauthier Villars, Parigi).

Questo libro non è altro che il 2° supplemento al Corso generale di Fisica. I progressi recenti dell'Elettricità giustificano la sua pubblicazione: esso viene a completare il corso sopra accennato in questa sua parte.

Con maniera del tutto indipendente dal Corso stesso l'A. s'intrattiene sui primi capitoli, sui vari apparecchi e metodi di misura; sulle più importanti ricerche sugli elettroliti e i dielettrici; sul magnetismo, le correnti alternate e ad alta frequenza; nel resto sono abbastanza estesamente trattate le oscillazioni elettriche, i raggi catodici e i raggi X.

Il libro è corredato di molte e precise figure, e siamo certi che per l'importanza degli argomenti che vi sono trattati, sarà bene accolto da tutti gli studiosi che si occupano di questa parte della Fisica. L'editore ha curato, come sempre, che l'edizione riuscisse corretta, nitida ed elegante.

Dott. E. PASQUINI.

MANUEL PRATIQUE D'HELIOGRAVURE EN TAILLE-BOUCE,
per M. SCHILTZ.

(Ed. Gauthier-Villars, Paris 1899).

Pubblicando questo manualetto sull'elio-incisione l'A. si propone d' insegnare al lettore la manipolazione e le formule per mezzo delle quali si può arrivare indubbiamente a ottenere risultati perfetti, anche con i mezzi di cui si può disporre in un laboratorio ordinario.

L'A. dopo lunghi e indefessi studi riusciva a trovare un processo di gran lunga superiore a quelli finora conosciuti, non solo, ma che nessun processo meccanico può rimpiazzare. La bontà del processo è provata da un gran numero di stampe ottenute dall'A. e che rivaleggiano degnamente con quelle della Casa Goupil e C^o di Parigi e con quelle delle società analoghe di Berlino.

L'A. in collaborazione col sig. Tessièr du Motay ha aggiunto in appendice alcune note sulla fotografia vetrificata, di grande interesse per le osservazioni importanti alle quali hanno dato luogo

P. BACCEL.

R I V I S T A

Comptes Rendus. T. CXXVIII, Febbraio 1899.

POINCARÉ H. *Il fenomeno di Hall e la teoria di Lorentz* (pp. 339-341). — Partendo dall'equazioni della teoria di Lorentz, nella quale hanno ufficio essenziale le particelle cariche di elettricità, dette ioni o elettroni, l'A. calcola la f. e. m. di Hall, la quale risulta dipendente proporzionalmente dalla carica elettrica molecolare risultante. Ne conclude che sarebbe interessante di ricercare sperimentalmente se il fenomeno di Hall esiste per tutti i metalli quando sopportano una forte carica e se cambia di segno con essa.

BROCA A. *Scarica disruptiva nel vuoto. — Produzione di raggi anodici* (pp. 356-358). — L'A. produceva delle scariche disruptive in tubi a vuoto a elettrodi rettilinei e situati di fronte sulla stessa direzione; contemporaneamente alle scariche i tubi s'illuminavano per fluorescenza.

10 % con acido solforico, nella quale pesca un filo di platino saldato alla estremità di un tubo di vetro, dove la punta ed il recipiente di piombo erano uniti rispettivamente ai poli positivo e negativo di una batteria di accumulatori. Così si ottiene il più semplice ed il più perfetto interruttore possibile e da un rocchetto di piccole dimensioni atto a dare 4 cm. di scintilla si possono trarre lunghe e nutrite scintille, operandosi oltre 3000 interruzioni al secondo. Durante il funzionamento dell'interruttore la corrente fa arroventare il filo di platino, attorno al quale si forma una guaina luminosa e si produce un rumore stridulo.

Quest'interruttore è particolarmente favorevole all'esperienze sulle correnti ad alta frequenza e alla radiografia.

L'A. spiega il meccanismo dell'interruzione nel modo seguente: per il passaggio della corrente la punta di platino si arroventa sino al calor bianco, v'è subito calefazione, si forma una guaina di vapore che isola l'elettrodo dal liquido ed arresta la corrente. Il vapore allora si condensa nel liquido freddo, la corrente si ristabilisce ed il fenomeno si ripete. La prova di ciò si è che l'interruttore non funziona più appena l'acqua acidulata arriva verso i 90° C. appena cioè il vapore non può più condensarsi.

Si svolge inoltre attorno alla punta di platino un miscuglio tonante d'idrogeno e d'ossigeno; tale svolgimento è dovuto alla dissociazione dell'acqua operata dal platino al calor bianco.

AMAGAT E. H. *Saggio di una nuova forma della funzione* $f(p, v, t) = 0$ *relativa ai fluidi* (pp. 538-542). — Riferendosi alle sue ricerche precedenti ¹⁾ l'A. nota che se nella equazione

$$(p + P)(v + a) = RT$$

si adotta come espressione della pressione interna P la funzione

$$P' = \frac{W}{3v} = \frac{\sum r \phi(r)}{3v}$$

(dove W è il viriale delle forze interne) il covolume a scompare dalla parentesi $(v - a)$ e se ne trae la relazione

$$KT = \frac{3}{2} \left[p + \frac{\sum r \phi(r)}{3v} \right] v.$$

Tenendo conto del comportamento che, secondo i risultati sperimentali, deve avere la funzione rappresentata nel 2° membro,

1) Nuovo Cimento, (3) t. 35.

La discussione della sua condizione d'equilibrio conduce ad un nuovo intervallo che sarebbe l'*intervallo del sale doppio* nelle coppie reciproche di sali. Dagli A. sono determinate anche le più importanti temperature di trasformazione dei sali idrati, sia soli, che in presenza di altri sali, seguendo il metodo termometrico, densimetrico, e quello dovuto alla solubilità, descrivendo particolarmente quest'ultimo.

BAKHUIS ROOZEBOOM H. W. *La solubilità e il punto di fusione come criterii per i composti racemici, per i cristalli pseudo-racemici e per i conglomerati inattivi* (pp. 494-517). — Vengono prese in esame e discusse le proprietà che intervengono nelle curve di solubilità, di evaporazione, e di fusione per le tre diverse forme di combinazione. Inoltre sono presi in esame i passaggi e le trasformazioni dei tre tipi in quanto che un composto racemico a seconda della temperatura può trasformarsi in un conglomerato o in una mescolanza isomorfa.

NOYES A. ARTHUR e CHAPIN S. EDWARD. *Influenza degli elettroliti a due ioni sulla solubilità degli elettroliti a tre ioni affatto differenti* (pp. 518-522). — Dopo una breve introduzione teorica viene considerato il caso, della solubilità dell'elettrolita trijonico, idrato di calcio, in presenza dell'elettrolita dijonico cloruro ammonico che per doppia decomposizione dà una sostanza pochissimo dissociata l'idrato d'ammonio. La solubilità calcolata teoricamente, coincide entro i limiti sperimentali.

SULLIVAN C. EUGENE. *Studio sulla conducibilità e sulla ionizzazione dell'acetato di metil difeniljodonio* (pp. 523-545). — Dalla conducibilità si deduce che l'acetato di metil difeniljodonio è una base energica.

Inoltre dà per il jodio i seguenti valori della costante di dissociazione n e n' :

Nel jodobenzolo. . .
Come jone. . . .
Nel difeniljodonio .
• cloruro di jodo

La rifrazione atomica del jodio è maggiore di quella corrispondente al cloro. La costante dielettrica del Cl e del Br rispettivamente è 2,24 e 2,42. La costante dielettrica del cloruro di jodio è 2,42. La costante dielettrica del jodio libero risulta che que-

condizioni più favorevoli. Per raggiungere tale scopo deve essere:

$$\frac{r}{r'} = \frac{z}{z'}.$$

Se, e aumentano di quanto r' e z' diminuiscono, si ha:

$$dr = \frac{r - r'}{z + z'} dz :$$

che per $r = r' = z = z'$ diventa:

$$dr = \frac{r}{z} dz :$$

Ma $r = \frac{k}{z}$, se l è la lunghezza, k la resistenza specifica

di un metro di filo:

$$dr = -\frac{1}{z^2} dz.$$

Dalla variazione della resistenza r si può dedurre la variazione di lunghezza dl .

La (2) mostra che si ha vantaggio a fare l molto piccolo e z molto grande: ma in pratica riesce scomodo fare l minore di 1 mm., e perciò suggeriamo che abbia questo valore. Conviene poi che la resistenza r sia dello stesso ordine di grandezza di z , poiché così si hanno quasi uguali i quattro lati del ponte, e siamo perciò nelle condizioni migliori di sensibilità.

Se, per es., r e z comprendono un filo EF la cui resistenza per metro è di 0.01 ohm., uno spostamento di 1 mm. del contatto C corrisponde a 0.00001 ohm.: se $r = z = 100$ ohm ed $l = 1$ mm. si ha:

$$dl = \frac{1}{10\,000\,000} \text{ mm.}$$

Basta dunque che il galvanometro dia una deviazione di una sola divisione piccola della scala per 1 mm. di spostamento di C, per essere nelle condizioni migliori.

Trattandosi di resistenze liquide le cause d'errore da temersi sono: la polarizzazione e la variazione di temperatura.

tanto più piccolo, quanto più le superfici degli elettrodi saranno parallele ed uguali di area e di stato fisico ¹⁾).

Per montare l'apparecchio ho operato in questo modo: Poichè l'elettrodo A è portato da una vite micrometrica che dà il 0,01 di mm., e il B da una che dà il $\frac{1}{360}$ di mm., dopo aver disposte le superficie degli elettrodi il più possibile parallele fra loro, ho messo a contatto i tre elettrodi A, B, D; poi ho scostato B di 2 mm., ed ho portato A circa nel mezzo fra B e D.

Per tentativi ho poscia variato la concentrazione della soluzione, in modo che la sua resistenza (determinata col telefono) fra B e D fosse il più possibile prossima a 200 ohm. Fatto quindi $\rho = \rho' = 100$ ohm, ho spostato A finchè, adottata la disposizione della fig. 5, il galvanometro non stava a zero, quando il contatto C era nel mezzo al reocordo EF. Questo è formato da un filo di rame lungo 1 m. e del diametro di mm. 1,75, teso sopra una scala incisa su di uno specchio: il suo punto di mezzo *elettrico* coincide, a meno di 2 mm., col suo mezzo *geometrico*; la sua resistenza è di 0,011 ohm.

Se la sensibilità del galvanometro è grande, è molto difficile, manovrando la sola vite, cogliere il punto in cui l'elettrodo A riduce $r = r'$, ed anzi esattamente non vi sono mai riuscito; per lo che ho dovuto sempre spostare un poco il corsoio C ²⁾, ma non mai più di 2 mm.

1) Si può calcolare facilmente l'errore ε così: Se $r = r'$ in valore, ma non in dimensioni, si ha: $\frac{l}{s} = \frac{l'}{s'}$ da cui: $l = \frac{s l'}{s'}$. Se per lunghezza si prende la media $\frac{l + l'}{2}$, si ha:

$$\frac{l + l'}{2} = \frac{s l + s' l'}{2 s'}$$

e se:

$$s' = s \pm d \sigma.$$

allora:

$$\frac{l + l'}{2} = \frac{s l' + (s \pm d \sigma) l'}{2 (s \pm d \sigma)}$$

quindi:

$$\pm \varepsilon = \frac{s l' + (s \pm d \sigma) l'}{2 (s \pm d \sigma)} - l'.$$

2) Non è da temersi che il contatto scorrevole C porti del disturbo, perchè esso fa l'ufficio di ugualizzatore di potenziale, e le variazioni di resistenza al punto di contatto sono trascurabili di fronte a quelle dei lati del ponte.

Fra le due mi sono attenuto alla seconda soluzione, perchè più semplice ¹⁾).

Ho sostituito al filo di rame un filo di argentana lungo 1 m. e di 0,5 ohm di resistenza, ed ho regolato la sensibilità del galvanometro in modo che, anche quì, una divisione piccola della scala corrispondesse allo spostamento di C di 1 mm. Mediante la vite di uno sferometro, che dà il 0,001 di mm., ho prodotto lo spostamento di 0,001 mm. nell'elettrodo A, adoperando sempre la solita soluzione ²⁾). Ho avuto al galvanometro una deviazione di 210 divisioni piccole. Siccome ognuna di esse corrisponde ad 1 mm. del filo, si ha la variazione di resistenza nei due lati AB, AD di 0,105 ohm; valore molto prossimo a 0,10465 che si deduce dal calcolo.

Ho spostato C fino ad annullare la deviazione del galvanometro, ed ho misurato la resistenza del tratto di EF compreso fra le due posizioni di C: essa è uguale a 0,1045.

Ho poi prodotto un altro 0,001 mm. di spostamento in A, ed ho avuto una deviazione nel galvanometro di 208,5 divisioni piccole, che corrispondono a 0,10425 ohm di variazione di resistenza nella soluzione. Questo valore è un po' discosto da 0,10465; ma è da avvertire che la sensibilità è molto diminuita, poichè C non è più nel mezzo al reocordo.

Da queste, come da altre prove eseguite in diversi punti della vite, e che mi hanno dato risultati affatto simili, si può concludere che, purchè ci si discosti il meno possibile dal mezzo del reocordo, il metodo si presta a misure esatte ³⁾).

In ultimo è utile avvertire che, se ci si accontenta di una sensibilità minore, la disposizione può rendersi molto più sem-

1) Ed anche perchè i disturbi causati dai tramways elettrici mi obbligavano a lavorare dopo mezzanotte. L'elettrometro di Lippmann non sarebbe stato abbastanza sensibile.

2) Essa era ricoperta da un sottile strato di olio, perchè non si evaporasse.

3) Se questo metodo si applicasse al termometro a gas immaginato dal Prof. G. Grassi (Rendiconti della R. Accademia delle Scienze Fisiche e Mat. di Napoli, fasc. 1^o, Giugno 1885) che dà uno spostamento di una colonna liquida di un metro e mezzo per grado si otterrebbe il

$$\frac{1}{15\ 000\ 000\ 000} \text{ di grado.}$$

Si avrebbe così un micro-radiometro d'una sensibilità molto superiore al miglior bolometro.

mis

tatore a sei pozzetti (1, 2, 3, 4, 5, 6) b col 2 e c col 6. I pozzetti 3 e 4 comunicano coi piattini p, p' di un elettrometro di Hankel, la cui foglia è portata ad un potenziale $+V$ costante da una pila a secco. Il pozzetto 2 comunica anche con l'estremo D d'un filo metallico DE , percorso dalla corrente d'una pila d , regolata da un reostata R , e messo a terra in un punto f ; invece il 5 comunica con un contatto F scorrevole sul filo DE .

Il metodo consiste nel compensare la variazione di caduta di potenziale, prodotta dallo spostamento di b , mediante la caduta di potenziale lungo il filo DE .

Se i pozzetti 3 e 4 comunicano con 1 e 2, la foglia dell'elettrometro dà una certa deviazione α ; se invece, gli stessi pozzetti comunicano con 5
viazione α della foglia, bis
caduta di potenziale fra b

Ottenuto questo, se b
renza di potenziale fra a
quella fra b e c . Se si vuol
prima dovremo spostare d
è sul mezzo di DE , e ques
sono anche valutare gli sp

Dallo spostamento di 1
grandimento, cioè il rappo
di b . Infatti, la differenza

da cui, se l'intensità rimar

d

$$\text{Ma } r = \frac{k}{s} l \text{ quindi:}$$

(1)

c

Ma la de viene compen
il filo DE , e perciò se R è
sità della corrente che vi

a

e, posto $R = \frac{K}{S} L$, si trova:

$$(2) \quad dL = \frac{de}{I \frac{K}{S}}.$$

Dalle (1) e (2) pensando che se aumenta la distanza ab , in pari tempo la bc diminuisce della stessa quantità e quindi bisognerà con F spostarsi il doppio, si ricava:

$$(3) \quad \frac{dL}{dl} = 2 \frac{i}{I} \cdot \frac{k}{K} \cdot \frac{S}{s}.$$

Converrà dunque fare I, K, s piccoli e i, k, S grandi, e, mediante una scelta opportuna di queste quantità, si può avere un ingrandimento, $\frac{dL}{dl}$, illimitato. Ma in pratica non si potrà sorpassare un certo limite, perchè tutto dipenderà dalla sensibilità dell'elettrometro, il quale deve avere una capacità trascurabile di fronte alla capacità di polarizzazione degli elettrodi parassiti a, b, c , e perciò in queste esperienze non si può adoperare quello di Lippmann. Per questa ragione ho usato quello di Hankel che non potrà dare molto più del 0,001 di volta. Se vogliamo che esso senta almeno un mm. di filo DE, allora nella (2) $dL = 0,1$ e $de = 10^6$ C. G. S. e perciò:

$$\frac{S}{IK} = \frac{1}{10^6}$$

che introdotta nella (3) dà:

$$\frac{dL}{dl} = 2 \frac{ik}{10^6 \cdot s}.$$

Se non si vuole che la temperatura del conduttore s'innalzi di troppo, la I non potrà avere un valore assai elevato, poichè si tratta d'una resistenza liquida per la quale è bene che k sia molto grande. Ma si potrà far circolare in AB la corrente di 0,01 ampère $\left(i = \frac{1}{1000} \text{ C. G. S.} \right)$ prendendo la sezione di 1 mm.² $\left(s = \frac{1}{100} \text{ C. G. S.} \right)$; e se la soluzione contiene

5 gr. di sale in 100 gr. di soluzione ($K = 53.10^6$ C. G. S.)¹⁾ si ottiene:

$$\frac{dI}{dt} = 10\,600.$$

Il metodo dunque è abbastanza sensibile per la misura dei piccoli allungamenti.

Quanto al filo DE è bene che sia di argentone ($K = 20763$ C. G. S.)²⁾; se è di 1 mm.² di sezione dalla (2) si ricava che basta farlo percorrere da una corrente di 0,05 ampère, perchè l'elettrometro senta 1 mm. di esso.

Quanto all'elettrometro ho pensato di modificarlo in modo che presentasse la minore capacità possibile insieme alla massima sensibilità.

Per conseguire questo scopo ho sostituito alla foglia d'oro un filo semplice di bozzolo, reso conduttore col ricoprirlo della comune porporina del commercio (solfuro di stagno). Per ricuoprire il filo ho proceduto nel seguente modo: ho mescolato della porporina con una soluzione molto diluita di gomma, ho teso il filo tra due piccoli pesi, e l'ho petutamente spalmato in modo che fosse bene asciutto. Ho così ottenuto un filo conduttore di 1 metro, mediante una pila.

È vero però che la soluzione non è molto conveniente si evita facendola in un bicchierino con acido.

Il filo che io ho adoperato ha resistito a se stesso per molti giorni.

Occorre però aver cura di non attaccarsi alle pareti dell'elettrometro e può farsi cadere qualche goccia del suo stato.

1) Vedi Rolti. Elementi di A.

2) Idem. pag. 408.

dic
te
rs
te
be
p
os
a
et
H
i
e
Di
er
I
ott

Si
zi
e
la
c
zo
Se
h
on

M

re

l)

Alla f dovrà fare equilibrio la forza ϕ dovuta alle calamite che supponiamo agiscano perpendicolarmente a BO, nel piano orizzontale passante per O, con braccio a' ; e perciò, uguagliando i due momenti di rotazione, si ottiene:

$$a' \phi \cos \alpha = \frac{2 \nu s a^2}{l_0} \left(1 - \frac{l_0}{l}\right) \sin \alpha.$$

Supponiamo che le variazioni di α siano così piccole da poter ritenere che i cilindretti di ferro si spostano in un campo magnetico uniforme, per cui ϕ si possa considerare costante. Quindi:

$$(2) \quad \phi = \frac{2 \nu s a^2}{l_0 a'} \left(1 - \frac{l_0}{l}\right) \tan \alpha.$$

Dalla quale:

$$(2') \quad -\frac{\Delta \alpha}{\Delta l} = \frac{\frac{1}{2} l_0 \sin 2\alpha}{l^2 - l l_0}.$$

Ossia, pel caso di α così piccolo da poter sostituire l' arco al seno, l' ingrandimento è.

$$-K \frac{\Delta \alpha}{\Delta l} = K \frac{l_0 \alpha}{l^2 - l l_0}$$

se K è il doppio della distanza dello specchio dalla scala.

Introducendo il valore di α ricavato dalla (2) dopo aver sostituito alla tangente l' arco, si ottiene:

$$-K \frac{\Delta \alpha}{\Delta l} = \frac{\phi l_0^2 a'}{l^2 - l l_0} \cdot \frac{K}{2 \nu s a^2 \left(1 - \frac{l_0}{l}\right)}$$

La quale posto:

$$l = l_0 (1 + \lambda)$$

diventa:

$$(3) \quad -K \frac{\Delta \alpha}{\Delta l} = K \frac{\phi a'}{2 \nu s a^2 \lambda^2}.$$

Questa mostra che l' ingrandimento:

1°. È una funzione crescente del braccio della coppia dovuta alle calamite, e dell' intensità del loro campo.

DEI RAGGI ANODICI E DEI RAGGI CATHODICI.

NOTA DI A. BATTELLI e L. MAGRI.

1. La *Nota* pubblicata da uno di noi nel *Nuovo Cimento* ha fornito alcuni fatti sulle scariche unipolari, da cui si può concludere che dagli elettrodi di un tubo a vuoto possono partire raggi di natura alquanto differente secondo che gli elettrodi sono a potenziale più alto o più basso delle parti rimanenti del tubo: in altre parole, che si possono avere dei raggi *anodici* e dei raggi *cathodici*.

Ulteriori esperienze che abbiamo intrapreso danno notizie più interessanti ed un'idea più esatta del fenomeno.

Abbiamo cercato di confrontare la natura e la grandezza delle azioni degli uni e degli altri raggi, in modo da poterne trarre qualche conclusione esatta sul loro comportamento.

2. Un tubo a vuoto era messo con un elettrodo in comunicazione con un polo di una macchina Holuz e per il resto era accuratamente isolato.

La pressione nel tubo (sempre inferiore a mezzo millimetro di mercurio) era tale che ponendo il tubo sia in comunicazione col polo positivo che col negativo della macchina, di fronte all'elettrodo si osservava la macchia fluorescente e l'aureola azzurrastra che si nota nei comuni tubi di scarica a rarefazioni avanzate.

Questi tubi così eccitati venivano sottoposti a varie azioni esterne.

3. *Azione di un campo magnetico.* — Un magnete divide l'effluvio in due parti, di cui una, quella che desta la fluorescenza sul vetro, viene deviata alla stessa maniera dei raggi cathodici negli ordinari tubi di scarica; l'altra — che ha

1) *Nuovo Cimento*, ser. 4, t. 7, pag. 81.

risulta dal confronto di tutti i casi che risulta dimostrato che hanno un'azione ricompensata.

La raggi. elettromagnetica ha l'apparenza di una lumina vibrante che agisce per la parte del suo campo azione (elettromagnetica) e come si dimostra la deviazione magnetica, si comporta come particelle cariche positivamente.

Le esperienze seguenti confermano questa e sono del

6. Cariche elettriche portate dagli effluvi unipolari.
Per meglio studiare la natura delle cariche elettriche portate da questi raggi, costruendo sotto la seguente disposizione: tubo di vetro T (fig. 2), a cui da una parte è saldato l'iridio E, mentre dall'altra parte una sfera di ottone S S.

Fig. 2.

La porta un cilindro pure di ottone, F, chiuso nella superiore da un disco nel quale è praticato un foro o. Ne

opposto a questa in comunicazione con una potente macchina elettrostatica e in cui sia stata molto spinta la rarefazione, si vede netta l'ombra della croce. Qualunque sia il polo della macchina a cui l'elettrodo è unito, se si avvicina al gambo della croce il polo $+$ di un'altra macchina elettrica (gli elettrodi della quale siano sufficientemente allontanati perchè non avvengano scariche), l'ombra della croce si restringe, ossia quei raggi che destano la fluorescenza sono attratti. Se invece si avvicina un polo $-$, l'ombra della croce si allarga, ossia i raggi vengono respinti.

Se si adopera per esercitare l'azione elettrostatica la stessa macchina elettrica che eccita il tubo (come fu fatto nella Nota precedente di uno di noi, sopra citata), l'ombra della croce viene respinta o attratta secondo che il conduttore elettrizzato comunica col medesimo polo che è congiunto al tubo o con l'altro. Ciò avviene perchè nel tubo e nel conduttore le variazioni di potenziale seguono le medesime fasi.

8. Dalle precedenti esperienze si può dunque concludere che si generano due specie di raggi in un tubo di scarica, gli uni *anodici* e gli altri *catodici*: i primi dalle parti a potenziale più alto, i secondi dalle parti a potenziale più basso. Perciò nei tubi a scarica bipolare tutte le parti del tubo (compreso l'anodo) che sono positive rispetto al catodo, danno raggi anodici, e il catodo dà sempre raggi catodici.

Ma se si fanno scariche unipolari, dove si ha un'alternativa nel segno della differenza di potenziale tra le pareti e l'elettrodo, partono dall'elettrodo alternativamente raggi *anodici* e raggi *catodici*. Questo lo dimostrano chiaramente le esperienze di ossidazione (che avviene anche là dove si provoca la fluorescenza), lo dimostrano le esperienze della carica elettrostatica e quelle della deviazione magnetica.

Dall'Istituto di fisica dell'Università di Pisa,
Agosto 1899.

D'altra parte la semisomma Σu delle temperature nello stesso punto x ci è data dall'espressione:

$$\Sigma u = C + \frac{(u - C)(e^{jx} + e^{-jx})(e^{m(l-x)} - e^{-m(l-x)}) - C(e^{j(l-x)} + e^{-j(l-x)})(e^{mx} - e^{-mx})}{2(e^{ml} - e^{-ml})}$$

Ma le quantità jx e $j(l-x)$ essendo piccolissime ed i loro quadrati trascurabili rispetto all'unità possiamo scrivere la seguente formula approssimata facile a verificarsi:

$$\Delta u = 2jx \cdot \Sigma u - 2jyC + 2jl \frac{C(e^{mx} - e^{-mx})}{e^{ml} - e^{-ml}}.$$

Misurando Δu e Σu è dunque facile di dedurre j e quindi σ . Le disposizioni sperimentali usate dal sig. Peterson erano semplicissime; le due temperature costanti erano mantenute mediante acqua corrente e vapore d'acqua. Le temperature venivano misurate usando uno speciale bolometro.

I risultati oltremodo interessanti sono troppo numerosi per essere ricordati qui nei loro particolari. Egli trovò dapprima per l'acciaio che il valore del coefficiente dell'effetto Thomson diviso per il coefficiente di conducibilità termica può rappresentarsi, fra i limiti di temperatura considerati, colla formula:

$$\frac{\sigma}{k} = 0,000005839 [1 + 0,01424 (t - 6^\circ,5)].$$

Determinò poi il valore assoluto di σ comparando gli effetti termici di Joule e di Thomson ed ottenne per la temperatura media di 42° $\sigma = 0,000014265$.

Passiamo ora alla considerazione di un conduttore formato di n differenti fili metallici di eguale sezione e perimetro e di lunghezze l_1, l_2, \dots, l_n , saldati sul prolungamento l'uno dell'altro. Distinguiamo cogli indici $1, 2, \dots, n$ le temperature, le coordinate ed i coefficienti riferentesi ai singoli pezzi. Le equazioni differenziali saranno sempre della forma:

$$\frac{d^2 u_v}{dx_v^2} + \frac{i \sigma_v}{k_v q} \frac{du_v}{dx_v} - \frac{ph_v}{k_v q} u_v + \frac{i^2 \omega_v}{J k_v q^2} = 0$$

ove v assume successivamente i valori $1, 2, \dots, n$.

Assumiamo come origine delle coordinate x_1 una delle estremità del conduttore, delle coordinate x_2 il punto di contatto dei conduttori 1, 2 e così via. Supponiamo inoltre le temperature delle estremità eguali a zero.

Per determinare le $2n$ costanti degli integrali delle n equazioni avremo dapprima le due seguenti equazioni:

$$(u_1)_{x_1=0} = 0, \quad (u_n)_{x_n=l_n} = 0.$$

Le altre $2n - 2$ equazioni necessarie ci vengono fornite dalla considerazione delle temperature e dei flussi e sviluppi di calore nei contatti. L'uguaglianza delle temperature ci dà le $n - 1$ equazioni:

$$1) x_1 = l_1 = (u_1)x_1 = 0, (u_1)x_1 = l_1 = (u_3)x_3 = 0, \dots (u_{n-1})x_{n-1} = l_{n-1} = (u_n)x_n = 0.$$

Indichiamo ora con $P_{1,2}, P_{2,3} \dots P_{n-1,n}$ i coefficienti dell'effetto Peltier nei diversi contatti; come è noto esso è proporzionale all'intensità della corrente. Avremo allora le seguenti $n - 1$ equazioni:

[illegible]

Potremo quindi determinare tutte le costanti di integrazione.

Per dedurre il nostro metodo di misura del coefficiente dell'effetto Peltier consideriamo un caso particolare. Sia il conduttore composto di due soli metalli e sia l'intensità della corrente i tale da riscaldare solo di pochi decimi di grado il conduttore. Allora potremo trascurare l'effetto Thomson e le equazioni precedenti si ridurranno a:

$$0 = \frac{d^2 U_1}{dx_1^2} - \frac{h_1 p}{k_1 q} u_1 + \frac{i^2 \omega_1}{q^2 k_1 J} ; \quad 0 = \frac{d^2 U_2}{dx_2^2} - \frac{h_2 p}{k_2 q} u_2 + \frac{i^2 \omega}{q^2 k_2 J}$$

colle condizioni :

$$u_1 = 0 \quad \text{per} \quad x_1 = 0, \quad u_2 = 0 \quad \text{per} \quad x_2 = l_2$$

$$(u_1)_{x_1=l_1} = (u_2)_{x_2=0}$$

$$P \frac{i}{q} = k_1 \left(\frac{du_1}{dx_1} \right)_{x_1=l_1} - k_2 \left(\frac{du_2}{dx_2} \right)_{x_2=0}.$$

Poniamo :

$$C_1 = i^2 \frac{\omega_1}{J q k_1 p}, \quad C_2 = i^2 \frac{\omega_2}{J q k_2 p}$$

$$\lambda_1 = \sqrt{\frac{h_1 p}{k_1 q}}, \quad \lambda_2 = \sqrt{\frac{h_2 p}{k_2 q}}.$$

Avremo i seguenti integrali delle equazioni proposte:

$$u_1 = C_1 + A_1 e^{\lambda_1 x_1} + B_1 e^{-\lambda_1 x_1}; \quad u_2 = C_2 + A_2 e^{\lambda_2 x_2} + B_2 e^{-\lambda_2 x_2}.$$

Le condizioni si trasformano allora nelle seguenti equazioni, dalle quali possiamo dedurre le costanti A_1 , A_2 , B_1 e B_2 .

$$C_1 + A_1 + B_1 = 0$$

$$C_2 + A_2 e^{\lambda_2 l_2} + B_2 e^{-\lambda_2 l_2} = 0$$

$$C_1 + A_1 e^{\lambda_1 l_1} + B_1 e^{-\lambda_1 l_1} = C_2 + A_2 + B_2$$

$$\lambda_1 k_1 (A_1 e^{\lambda_1 l_1} - B_1 e^{-\lambda_1 l_1}) - \lambda_2 k_2 (A_2 + B_2) = \frac{Pi}{q}.$$

Nel punto $x_2 = 0$ la temperatura sarà espressa dalla semplice formula:

$$u_2 = C_2 + A_2 + B_2.$$

Invertendo la corrente e facendo la differenza delle due temperature stazionarie, solo i termini che contengono $P \frac{Pi}{q}$ fattore rimarranno duplicati, mentre gli altri si elideranno.

La differenza delle due temperature stazionarie in questo punto sarà eseguendo i calcoli:

$$(\Delta u_2)_{x_2=0} = 2 \frac{Pi}{q} \frac{(e^{\lambda_1 l_1} - e^{-\lambda_1 l_1})(e^{\lambda_2 l_2} - e^{-\lambda_2 l_2})}{N}$$

ove si pose:

$$N = k_1 \lambda_1 (e^{\lambda_1 l_1} + e^{-\lambda_1 l_1}) (e^{\lambda_2 l_2} - e^{-\lambda_2 l_2}) + k_2 \lambda_2 (e^{\lambda_1 l_1} - e^{-\lambda_1 l_1}) (e^{\lambda_2 l_2} + e^{-\lambda_2 l_2}).$$

Vediamo quindi che conoscendo i valori di i , l_1 , l_2 , λ_1 , λ_2 , k_1 e k_2 e misurando $(\Delta u_x)_{x=0}$ si può dedurre il valore del coefficiente P .

La realizzazione sperimentale delle condizioni supposte nella teoria non presenta alcuna difficoltà. La determinazione dei valori dei coefficienti k_1 , k_2 , h_1 ed h_2 poi si può eseguire in diversi modi. Specialmente adatto mi parve il seguente metodo, che permetteva di eseguire le misure senza scomporre l'apparecchio. Si invertiva nel nostro conduttore bimetallico periodicamente la corrente, sino che le variazioni delle temperature nei singoli punti del conduttore fossero divenute periodiche. Era allora possibile con un metodo analogo a quello di Ångström di calcolare dalle variazioni periodiche di due punti di ciascun conduttore i coefficienti voluti.

Finalmente i valori delle semisomme delle temperature, in due punti equidistanti dalla saldatura per le due differenti direzioni della corrente, valori corrispondenti al caso in cui l'effetto Peltier fosse nullo, ci forniscono altre due equazioni, dalle quali fu possibile di dedurre i valori dei coefficienti ω_1 ed ω_2 .

I valori ottenuti sperimentando su di un conduttore di 4 mm. di diametro e composto di due parti, di ferro e di nickel, ciascuna di 8 cm. di lunghezza, saldate ad argento l'una all'altra e percorse da una corrente di 5 amp., sono riuniti nella seguente tabella:

| | | | | |
|-------|---------------|-----------------|--------------------|--------------|
| Ferro | $k_1 = 0,148$ | $h_1 = 0,00029$ | $\omega_1 = 9640$ | $P = 0,0139$ |
| Nikel | $k_2 = 0,112$ | $h_2 = 0,00033$ | $\omega_2 = 15930$ | |

Inoltre come verifica della regolarità con cui avvengono tutti i fenomeni considerati e dell'esattezza del metodo esposto, ho misurata l'energia elettrica dissipata nel conduttore, e calcolato mediante i valori trovati di k_1 , k_2 , h_1 , h_2 , ω_1 , ω_2 e P , l'equivalente meccanico delle calorie. Ho ottenuto il valore:

$$J = 3,95 \cdot 10^7,$$

Il libro è diviso in due parti. La prima parte, che è la più importante, tratta della teoria della elasticità e della teoria della viscosità. La seconda parte, che è la più recente, tratta della teoria della plasticità e della teoria della frattura. Il libro è scritto in un linguaggio chiaro e conciso, e contiene molte figure e tabelle che aiutano a comprendere i concetti trattati. È un libro che è molto utile per gli studenti e per i ricercatori che si occupano di meccanica dei materiali.

SULLA RESISTENZA DELLE SOLUZIONI SALINE IN MOVIMENTO.

Nota del Dott. A. AMERIO.

E. Edlund ¹⁾ trovò con due metodi indipendenti, che la resistenza elettrica di un liquido (acqua, o alcool contenente il 24%, in acqua), diminuisce o aumenta, secondo che esso si muove nello stesso verso, o in verso contrario all'elettricità. La velocità del liquido era di circa 10 metri al secondo.

Il Dott. I. Bosi ²⁾ trova invece, con velocità di soli 11 cm. al secondo, effetti più cospicui, e precisamente nello stesso senso trovato dall' Edlund, per gli elettroliti che si concen-

1) *Annalen der Physik und Chemie*, V. 156, 1875, pag. 251.

⁵⁰ *Nuevo Cimento*, Vol. 5, 1897, pag. 249.

Al fondo d' un bicchiere trovasi un disco metallico comunicante coll' esterno, e sul quale viene depositato meglio che della limatura, dei trucioli di ottone, cascami del tornio, producendoli quanto più è possibile sottili ed appuntati. Introduco nel bicchiere del petrolio o dell' olio di vasellina, e immergo nel liquido una sferetta assai piccola, congiunta con un filo che esce pure dal bicchiere.

Metto al suolo uno qualunque dei due conduttori, e l'altro in contatto di una comune e debole macchina elettrostatica, cioè che dà un potenziale non superiore a 80 unità elettrostatiche.

Se la distanza dalla sferetta al disco è piuttosto grande allora si produce la scarica convettiva della pallina pei moti di attrazione e successiva repulsione dei trucioli, conformemente alla antica esperienza detta della *danza elettrica*. Un galvanometro con una pila in serie che mettono capo da un lato al filo del disco e dall' altro a quello della pallina mostra di trovarsi a circuito aperto anche durante la scarica.

Se si diminuisca la distanza fra disco e pallina fino a circa 2 cm., accade che mentre colla messa in marcia della macchina elettrica, si forma inizialmente il moto convettivo di tutta la massa dei trucioli, arriva un istante in cui una scintilla scocca fra pallina e disco, seguendo una serie di trucioli che salda in catena; tutti gli altri pezzetti accennano tosto a cadere e cadono sul disco, e il galvanometro ha una violenta deviazione permanente.

3. Questo è il fenomeno fondamentale su cui sono basati i risultati ottenuti dal Tommasina. Non ha bisogno di spiegazioni; si tratta dell' induzione elettrostatica; e poichè la catenella metallica equilibra il potenziale fra pallina e disco, si annulla il campo elettrico in seno al liquido; nessuna altra azione induttiva e ponderomotrice può venire esercitata sui trucioli, cosicchè la catenella rimane *unica*.

Quanto alla natura del metallo, più che il grado di ossidabilità sarà in gioco il grado di fusibilità; ma non essendo possibile avere dei trucioli di diversi metalli di egual peso o volume bisognerà tener conto del peso e durezza dei metalli stessi. Così le catene si formano agevolmente anche usando il

adosi sui granelli le cariche indotte, e ciò deve portare a maggiore compattezza della polvere qualora non esisto già le distanze sufficienti per la scarica luminosa con un *quadro scintillante*. E le citate esperienze di Arons, servava al microscopio il comportamento della polvere, hanno appunto messo in vista dei movimenti bruschi anelli, che l'Arons mostra attribuire all'azione termica scintille, ma che trovano la loro naturale spiegazione nei moti convettivi della *danza elettrica*.

trova infine la sua spiegazione il fatto che nel funzionamento del *coherer* gli elettrodi sembravano esercitare un effetto molto importante; è in essi che, colpiti da linee di forza statica a sensibile differenza di fase, le onde elettriche determinano un salto di potenziale, mentorchè fra grano e grano, in grande vicinanza, la differenza di potenziale sarà estremamente piccola.

Quanto alle esperienze di E. Auerbach ¹⁾ che ha ottenuto diminuzione di resistenza di polveri metalliche colle vibrazioni acustiche corista appoggiato sul tavolo, e che pensava a basare su una teoria meccanica del funzionamento del *coherer*, non ora ritenere [come già pensava lo stesso Calzecchi ²⁾, il quale aveva osservato questo fatto], che il fenomeno sia dovuto ad una migliore compattezza assunta dalla polvere come si avrebbe con un aumento di pressione.

Complessivamente ³⁾ risulta dunque che le idee del Lodge ⁴⁾ sul modo di agire delle onde elettriche sulle polveri metalliche, portarono al nome di *coherer*, sono completamente conformi alla realtà.

Modena, Agosto 1898.

Wiedemann Ann. Bd. 64, pag. 611; Journal de Phys. Luglio 1896.

Nuovo Cimento, serie 8., vol. 16, pag. 60.

Vedansi anche le recentissime esperienze di Th. Sandorff. Wiedemann Ann. Bd. 64, pag. 594.

The Work of Hertz-Nature, vol. 50, pag. 133.

**SULLA SOSTITUZIONE DELL' AZIONE MAGNETICA
ALL' AZIONE MECCANICA DEL TREMBLEUR,
PER ROMPERE DIRETTAMENTE LE CATENE DI LIMATURA DEI COHERER,
di T. TOMMASINA ¹⁾.**

I *coherer* sensibilissimi del Marconi contengono della limatura di nichel con traccie di limature di argento; si ottengono pure degli eccellenti radioconduttori adoperando limature di cobalto, ferro e acciaio.

In questi differenti casi avvicinando al coherer una calamita la limatura viene attratta in blocco o solo in parte e la conducibilità sparisce immediatamente.

Ci si può giovare di questa osservazione per rendere automaticamente ai coherer la loro sensibilità, senza il soccorso del *trembleur*. Questo si può ottenere ponendo un elettrocalamita con uno dei suoi poli qualche millimetro al di sotto del coherer tenuto orizzontalmente, e inserendo nel circuito del coherer, un accumulatore, una resistenza e il relais, il quale serve per aprire e chiudere il circuito dell' elettrocalamita.

Una volta regolati questi apparecchi, il ricevimento dei segnali è perfetto, con tubi contenenti limature di ferro, cobalto e nichel.

Il movimento della limatura è visibile e di una precisione rimarchevole.

Questi risultati realizzano, dal punto di vista della regolarità del funzionamento, un miglioramento importante per la telegrafia senza fili.

1) D.i Comptes Rendus, tomo 128, pag. 1225.

**SULLE VARIAZIONI DELL' EFFETTO PELTIER IN UN CAMPO MAGNETICO,
di A. POCHETTINO ¹⁾.**

Fra le più notevoli relazioni che legano il magnetismo cogli altri fenomeni fisici una delle più interessanti è certamente quella segnalata per la prima volta da Lord Kelvin ²⁾: ossia l' influenza della magnetizzazione sulle proprietà termoelettriche del ferro e dell' acciaio. Le esperienze di Lord Kelvin sono però puramente qualitative; le prime misure sull' argomento sono quelle di Strouhal e Barus ³⁾ i quali studiando una coppia ferro-rame magnetizzata longitudinalmente da un campo di 35 unità (C. G. S.) trovarono che la forza elettromotrice era maggiore nel campo che fuori di esso. Dopo Strouhal e Barus, Chassagny ⁴⁾ eseguì un' estesa serie di esperienze constatando che è bensì vero che la forza elettromotrice di una coppia ferro-rame, posta in un campo magnetico, varia al variare dell' intensità del campo, ma mentre da principio cresce fino ad un massimo per un campo di 55 unità, decresce poi in seguito al crescere dell' intensità del campo.

La ricerca più completa su questo argomento è senza dubbio quella di Houllévigue ⁵⁾; egli con numerosissime ed accurate esperienze arriva alla seguente conclusione: la forza elettromotrice di una coppia ferro-rame viene modificata da un campo magnetico, cresce dapprima fino ad un massimo e ritorna al suo valore normale in un campo di 350 unità e finalmente decresce.

Noi abbiamo cercato di constatare quale influenza abbia la magnetizzazione longitudinale sul valore dell' effetto Peltier in una saldatura ferro-rame e di vedere fino a qual punto i nostri risultati si accordino con quelli che si possono dedurre dalle

1) Dai Rend. della R. Accad. dei Lincei, vol. 8^o, ser. 5., fasc. 2, 2^o sem., 1899.

2) Phyl. Trans. L. R. S. pag. 722, 1856.

3) Wied. Ann., 14, pag. 54, 1881.

4) C. R. 116, pag. 977, 1898.

5) Ann. de Chim. et de Phys. (7), 7, pag. 495, 1896.

$$(2) P = \frac{q\Delta U [k_1 \lambda_1 (e^{\lambda_1' l_1} + e^{-\lambda_1' l_1})(e^{\lambda_1' l_2} - e^{-\lambda_1' l_2}) + k_2 \lambda_2 (e^{\lambda_2' l_1} - e^{-\lambda_2' l_1})(e^{\lambda_2' l_2} + e^{-\lambda_2' l_2})]}{2l(e^{\lambda_1' l_1} - e^{-\lambda_1' l_1})(e^{\lambda_1' l_2} + e^{-\lambda_1' l_2})}$$

formula che permette il calcolo di P in funzione di $k_1, k_2, h_1, h_2, l, q, p, \Delta U$.

Per realizzare le condizioni ai limiti richieste dallo sviluppo del sig. Straneo e far avvenire il fenomeno in un campo magnetico uniforme si operò

Il conduttore era formato da un filo di ferro chimicamente puro, lungo 1 m. e di diametro 1 mm. L'uno dell'altro erano disposti a due cassette di rame, onde far circolare in esse corrente, e la superficie del conduttore era ricoperta da un doppio involucro cilindrico, fra le due pareti di questo conduttore la stessa acqua delle cassette di rame era avvolta il tutto da un'elica magnetizzante con corrente estendentesi lungo tutta la lunghezza del filo, era tale da poter essere percorso da Ampère senza essere quasi influenzato, era fornita da due accumulatori, il commutatore poteva essere comandato da un amperometro ordinario, veniva data da una batteria.

Le misure di temperatura erano fornite da una piccolissima pila termoelettrica, fissata nella saldatura ferro-argento, provetta di vetro immersa,

l'acqua corrente della cassetta di ferro avvolgente il conduttore.

Veniamo ora alle singole misure e alle precauzioni da usarsi nelle medesime.

Cominciamo dalla determinazione delle conducibilità termiche interne ed esterne dei due metalli. Trattandosi di quantità che variano da pezzo a pezzo dello stesso metallo, occorre conoscerle proprio per i due cilindretti con cui si voleva sperimentare. A ciò provvede un metodo ideato dallo stesso Straneo e da lui pubblicato nella Nota: *Sulla determinazione simultanea delle conducibilità termiche ed elettrica dei metalli a varie temperature*¹⁾, metodo che riusciva molto comodo, giacchè con esso si misuravano queste quantità nello stesso campo magnetico in cui poi si effettuavano le esperienze.

Una questione che si presenta subito qui è la seguente: La conducibilità termica interna e forse l'esterna vengono modificate dalla magnetizzazione; ora, trattandosi di misurare l'effetto Peltier in un campo magnetico, con un metodo che richiede la nozione esatta di quelle costanti, non bisognerà forse tener conto delle loro variazioni nella misura di P ? Per rispondere a questa domanda basta vedere quale influenza esercitino sul valore misurato del coefficiente dell'effetto Peltier piccole variazioni nelle k . Derivando opportunamente la (2) e sostituendo alle varie costanti i loro valori approssimati, si vede che una variazione del valore di k per il ferro quale viene causata da una magnetizzazione longitudinale non ha alcuna influenza sensibile sul valore di P .

Le pile termoelettriche dovendo avere contemporaneamente una discreta sensibilità e una completa indifferenza rispetto al campo magnetico, furono costruite con fili sottilissimi di argentana ed argento. Dette pile venivano fissate a stagno per una saldatura al punto di unione dei due metalli componenti il conduttore. La calibrazione della pila avveniva senza dissaldarla, mediante un buon termometro; si operava così: si lasciava correre l'acqua nelle cassette per un certo tempo finchè si poteva esser sicuri che la saldatura ne avesse

1) Rend. R. Accad. dei Lincei 1898, 1° sem., pag. 197.

della scienza per l'interesse del soggetto, non solo, ma anche, come coefficiente non ultimo di successo, per l'edizione veramente di lusso.

M. ALLEGRETTI.

DIX LEÇONS DE PHOTOGRAPHIE,

par E. TRUTAT.

(Gauthier-Villars, edit., Paris, 1899).

È un volumetto di circa 200 pagine, edito con molta cura ed eleganza, nel quale l'A. ha raccolto alcune sue lezioni di fotografia fatte a Tolosa.

In esso l'A., dopo aver accennato all'origine ed allo sviluppo della fotografia, indica i risultati fino ad ora ottenuti e tratta del materiale ad essa necessario, degli obbiettivi e dell'azione chimica della luce. Con molta precisione e competenza, espone i metodi antichi e moderni, mostrando i difetti di quelli ed i vantaggi di questi, trattenendosi specialmente sulla preparazione delle lastre con gelatina al bromuro. Quindi parlando della ricerca del soggetto indica gli obbiettivi da usarsi nei vari casi ed insiste nel dimostrare quanto sia necessaria alla fotografia, l'applicazione delle regole dell'arte.

Descrive finalmente i metodi migliori per lo sviluppo delle negative e la tiratura delle positive, e nell'ultima lezione, dopo aver largamente esposto i vari processi fotomeccanici applicati alla incisione ed alla fotolitografia, termina con un breve accenno alla fotocromia.

L'A., oltre ad esporre a larghi tratti la storia dei progressi della fotografia, ha saputo così bene riunire la trattazione teorica dei vari argomenti ad una esposizione chiara e minuta dei migliori e più moderni metodi pratici, da render questo libro interessantissimo e degno di esser raccomandato.

P. G. MELANI.

guito nel 1897, e Kelvin, Beattie, e riassumere i risultati che centinaia di esperimenti mostrano come complesso. L'A. esperimenti radio, mostra come S' intrattiene poi per parte di questo giamento dei corpi somigliano più a

NEGREANO D

Gennaio 1895 (p. sugli elementi ma carta magnetica di

NEGREANO D

lazione $\frac{k-i}{(k+2)d} =$

(pp. 814-815). —

lettriche di diversa

rendus, in cui aveva trovato questa formula nota come questa era stata trovata già nel 1880 da Lorentz e prima ancora da Mossotti e Clausius, sotto i nomi dei quali è appunto conosciuta.

PELLAT H. *Sull'interruttore di Wehnelt* (pp. 815-817). — L'A. in questa Nota espone un fenomeno curioso presentato dall'interruttore elettrolitico.

LONDE A. *Sopra un nuovo apparecchio destinato all'orientazione delle radiografie e alla ricerca dei corpi estranei* (pp. 817-818). — L'A. posto il principio che una radiografia, per essere esatta deve essere orientata ha costruito un *radioscopio esploratore* che soddisfa a questa condizione e la profondità dei corpi estranei.

UMBERT G. *Trasformazione stadiometrica* (pp. 819-820) coli di Galileo in apparecchi stadiometrici a tratti paralleli nettamente plici, poco costoso, comodo, utile di terra e di mare.

BERTHELOT D. e SACERDOT *la compressibilità dei miscugli g* terminano in questa Nota, serve

in un rocchetto di Ruhmkorff fatta per mezzo del reografo Abraham, quando le interruzioni sono prodotte dall'interruttore Wehnelt, mostra che la corrente primaria non è oscillatoria, ossia non cambia di senso. Le oscillazioni compaiono se si mette in derivazione sull'interruttore un condensatore anche di debole capacità. Non c'è bisogno d'invocare la capacità elettrolitica per spiegare il fenomeno, almeno nelle linee generali. L'A. dà una spiegazione assai plausibile dell'andamento del fenomeno.

ABRAHAM H. *Sopra la decomposizione di una corrente ad alto potenziale in una successione di scariche distruttive* (pp. 991-994).

— Essendo dato un trasformatore ad alto voltaggio, messo in azione da una corrente alternata, se si mettono le estremità del secondario in comunicazione da una parte con le armature di un condensatore, dall'altra con gli elettrodi di un deflagratore, se questi ultimi sono sufficientemente vicini, la corrente indotta passa dall'uno all'altro attraverso l'aria. L'A. espone in questa sua nota dei fenomeni che si producono in queste condizioni e che si congiungono direttamente alle esperienze di Gaugain e forniscono l'esplicazione della scarica intermittente scoperta da Fiederson.

Infine essi hanno molta parte nella produzione delle scintille efficaci di Hertz, nei fenomeni che se ne può far

VILLARD P. *Raddrizza* 996). — L'A. in un lavoro pressione data la resistenza dipende unicamente dalla superficie che alimenta l'emissione: le pareti può essere a volontà con l'impiego di tubi strati.

Questa proprietà per la simmetria costituente una condizione per sopportare le scariche d'alta tensione è il dispositivo dato dall'A. per i tubi di Geissler o di Crookes, meno calorifico particolare.

Jour

8. serie, t. VIII, C

VILLARD P. *Sui raggi* il vuoto in un tubo di Crookes. I fenomeni seguenti: quando la luce dapprima parte da tutta la superficie e poco a poco fino a non es

la n
ben
sem
scal
ore
dent

cost
sum

uno
lime
tilla
spes
conc
qua

Se si prendono dei dischi di alluminio forati nel centro e ben puliti e si posano gli uni sugli altri regolarmente infilandoli in un'asta di ebanite verticale di questa colonna, che è deboliss dolcemente in modo da evitare se si lasciano cadere uno dopo dell'asta di ebanite.

BRANLY E. *Una scatola dalle oscillazioni Hertziene* (p. bolmente, sono trasparenti alle rarsene non basta d'interporre una lastra metallica anche lar chiusi dentro una scatola di l. gnola, una pila, un tubo a lin D'Arsonval. Quantunque la st tasse per trasparenza dei picci setta non passavano le onde h bene quando si faceva nella s lissima.

GUILLAUME. *Costruzione spirali* (pp. 28-30). — L'A. de quale si può determinare la fi metodo più rapido di quello g

SAGNAC G. *Trasformazion rta* (pp. 65-89). — Un fascio senza deviare dalla linea retta

te il magnetismo del ferro. Basta allora rompere con un'azione canonica o col raffreddamento le pareti di nichel perchè il sistema riprenda coll' aumento di volume il suo magnetismo normale.

GUILLAUME. *Osservazioni sugli acciai al nichel* (pp. 94-96). — .. fa molte obiezioni alla teoria precedente di Houlléville sugli acciai al nichel appoggiando invece quella degli equilibri vicini ossia della polimerizzazione.

LAFAY A. *Abacchi relativi alla riflessione vitrea* (pp. 96-100). Benchè i calcoli numerici che occorrono nell' applicazione delle formule di Fresnel non siano nè lunghi nè complicati, tuttavia è comodo costruire degli abacchi convenienti che possano facilitare la soluzione dei principali problemi pratici che si fondano sulle dette formule. L'A. indica questi abacchi.

PELLAT H. *Sulla legge di Joule e la legge di Gay-Lussac* (100-101).

MACÉ DE LÉPINAY I. *Sul calcolo dei coefficienti della serie di Fourier* (pp. 137-148). — L'A. indica un modo di calcolare i coefficienti della serie di Fourier, e fa vedere che questa serie può essere impiegata con vantaggio per stabilire l'equazione empirica, in coordinate polari, d'una curva chiusa di cui si conosca un solo numero di punti.

CARVALLO E. *Sui cicli irreversibili e il teorema di Clausius* (161-165). — Il teorema di Clausius riguarda sia i cicli reversibili, sia quelli irreversibili. Il caso dei cicli reversibili è semplice e si trova chiaramente esposto in tutte le opere. Dei cicli irreversibili le opere elementari non parlano affatto e altre opere parlano in modo complicato o insufficiente. L'A. indica una via assai semplice d'introdurre la questione nei corsi elementari.

DUFOUR M. *Osservazione sulle reti di conduttori — Una proprietà del ponte di Wheatstone* (pp. 165-166). — L'A. applica le leggi di Kirchhoff a una rete di conduttori sui quali sono distribuite in modo qualunque delle forze elettromotrici. Le formule che egli trova, applicate al ponte di Wheatstone, permettono di passare subito dal caso semplice in cui non c'è forza elettromotrice che in una diagonale del ponte al caso in cui delle forze elettromotrici sono distribuite in un modo qualunque sui diversi conduttori.

M. PANDOLFI.

Zeitschrift für Physikalische Chemie.

Vol. 28, fasc. 4. 1899.

DUHEM P. *Le variazioni permanenti e la termodinamica. Sopra alcune proprietà dei sistemi che dipendono da una sola variabile normale, specialmente riguardo alla rottura dei corpi elastici* (pp. 577-618). — È la quarta delle note sullo stesso argo-

tanto magg
massimó.

L' A. a

stanze organiche sotto l'influenza di ondulazioni del Tesla, e deduce alcune relazioni fra il potere luminoso e la costituzione dei corpi. Le sostanze aromatiche posseggono un potere luminoso assai più elevato delle sostanze della serie del metano.

BAKKER Dr. G. *Osservazioni intorno alla « Teoria termodinamica di capillarità di van der Waals riportata nel (1894).*

SULO O. *Azione catalitica dell'acido ossalico* (pp. 719-722). — L'acido ossalico in presenza di alcuni metalli compone abbastanza presto un sale. Il metallo viene di molto ossidato.

COHEN ERNST. *Sulla resistenza dei cristalli* (pp. 723-736). — La resistenza dei cristalli in cui sono immersi fili di platino, si ha una resistenza che si avrebbe con i cristalli; l'introduzione di questi non cambia nulla.

Impiegando soluzioni depolarizzatrici alla temperatura costante ed è proporzionale alla concentrazione di solfato di zinco.

**INFLUENZA DELLE DEFORMAZIONI ELASTICHE SUL MOVIMENTO
DI UN PENDOLO A REVERSIONE,
per EMILIO ALMANSI.**

VI.

Energia di posizione.

15. L' *energia di posizione* del pendolo elastico, che si è indicata con E_p (§ 5), possiamo considerarla come la somma di tre parti, E_p^0 , E_p^1 , E_p^2 , che rappresentino rispettivamente l'energia di posizione del cilindro C_0 e delle due masse M_1 ed M_2 . Sarà dunque:

$$E_p = E_p^0 + E_p^1 + E_p^2.$$

Supporremo che l'energia di posizione di una massa situata sul piano orizzontale (x_1, y_1) sia nulla. Allora, indicando con V_0 , V_1 , V_2 i volumi del cilindro deformato e delle due masse suddette, si avrà la formula:

$$(57) \quad E_p^0 = -g \int_{V_0} z_1 \cdot \rho \, dV_0,$$

e formule analoghe per E_p^1 ed E_p^2 .

Il prodotto $\rho \, dV_0$, che rappresenta la massa dell'elemento di volume dV_0 , non ha variato col deformarsi del cilindro. Perciò la formula (57) potremo anche scriverla:

$$(58) \quad E_p^0 = -g \rho \int_{V_0} z_1 \, dV_0,$$

intendendo che ρ rappresenti la densità, V_0 il volume del cilindro, dV_0 un suo elemento, nello stato naturale.

Si ha, x' e z' essendo le coordinate *attuali* rispetto agli assi mobili:

$$z_1 = z' \cos \theta - x' \sin \theta.$$

Ma tutti gli elementi che figurano nella grande parentesi si mantengono costanti per ciascuna sezione, tranne l'angolo γ . D'altronde si ha

$$\int_S \cos \gamma dS = 0, \quad \int_S dS = S.$$

Per conseguenza:

$$E_p^0 = -gM_0 h_0 \cos \theta - gM_0 \left\{ \cos \theta \int_0^l u_1 dz + \cos \theta (\cos \theta - \cos \theta_0) \int_0^l u_1 dz + \right. \\ \left. + \sin^2 \theta \int_0^l u dz \right\};$$

o più semplicemente:

$$(61) E_p^0 = -gM_0 h_0 \cos \theta - gM_0 l \{ U_1 \cos \theta + U_2 \cos^2 (\cos \theta - \cos \theta_0) + U \sin^2 \theta \},$$

ove le quantità U , U_1 , U_2 sono costanti numeriche date dalle formule:

$$(62) \quad U = \frac{1}{l} \int_0^l u dz, \quad U_1 = \frac{1}{l} \int_0^l u_1 dz, \quad U_2 = \frac{1}{l} \int_0^l u_2 dz.$$

16. Calcoliamo ora l'energia E_p^1 , relativa alla massa M_1 , annessa alla base superiore del cilindro, e che abbiamo supposta indeformabile.

Durante il movimento, una sezione qualunque S del cilindro, non si conserverà parallela al piano (xy) , ma formerà con esso un angolo piccolissimo, che chiameremo β . Il suo valore possiamo ricavarlo dalla formula (60), che dà lo spostamento ζ parallelo all'asse $O_1 z$. Infatti il termine $u_3 r \cos \gamma \sin \theta$ rappresenta una rotazione della sezione intorno al diametro parallelo all'asse $O_1 y$, $r \cos \gamma$ essendo la distanza di un suo punto da questa retta. Sarà per conseguenza

$$(63) \quad \beta = u_3 \sin \theta$$

e in particolare per la sezione S_0 , ricordando che u_3 è funzione di z :

$$(64) \quad \beta_1 = u_3(0) \sin \theta.$$

vale a dire al piano orizzontale (x_1, y_1) . La energia di posizione della massa M_1 sarà dunque:

$$E_p^1 = -g M_1 h_1 \cos(\theta - \beta_1),$$

ovvero:

$$E_p^1 = -g M_1 h_1 \{\cos \theta \cos \beta_1 + \sin \theta \sin \beta_1\},$$

e per essere l'angolo β_1 piccolissimo:

$$E_p^1 = -g M_1 h_1 \{\cos \theta + \beta_1 \sin \theta\},$$

e per la formula (64):

$$(65) \quad E_p^1 = -g M_1 h_1 \cos \theta - g M_1 h_1 u_3(0) \sin^2 \theta.$$

17. Calcoliamo finalmente la energia di posizione della massa M_2 , annessa alla base inferiore del cilindro.

Sia ζ_2 il valore dello spostamento ζ per il centro O_2 della base suddetta, che si trova sull'asse $O_1 z$ alla distanza $l + \zeta_2$ da O_1 . Dalla formula (60) otterremo facendo $\cos \gamma = 0$, $z = l$:

$$\zeta_2 = u_1(l) l \cos \theta + u_2(l) l (\cos \theta - \cos \theta_0).$$

Abbiamo chiamata h_2 la distanza dal baricentro di M_2 da O_1 , nel pendolo non deformato. Sia k_2 la sua distanza da O_2 (fig. 9). Diciamo poi β_2 l'angolo β , per $z = l$. La profondità del baricentro G_2 di M_2 , rispetto ad O_1 , nel pendolo deformato, sarà

$$(l + \xi_2) \cos \theta + k_2 \cos(\theta - \beta_2),$$

ossia, per essere β_2 piccolissimo:

$$(l + \zeta_2) \cos \theta + k_2 \cos \theta + k_2 \beta_2 \sin \theta,$$

od anche:

$$(l + k_2) \cos \theta + \zeta_2 \cos \theta + k_2 \beta_2 \sin \theta.$$

Ma $l + k_2$ non è altro che h_2 . Di ζ_2 si è già trovata l'espressione: e in fine si ha $\beta_2 = u_3(l) \sin \theta$. La quantità che si considera potrà dunque scriversi:

$$h_2 \cos \theta + l u_1(l) \cos^2 \theta + l u_2(l) \cos \theta (\cos \theta - \cos \theta_0) + (h_2 - l) u_3(l) \sin^2 \theta.$$

Ponendo:

$$B_1 = 2U, \quad B_2 = 2 \frac{M_1}{M_0} \frac{h_1}{l} u_1(0), \quad B_3 = 2 \frac{M_2}{M_0} \left(\frac{h_2}{l} - 1 \right) u_2(l)$$

$$B_4 = U_1 + U_2, \quad B_5 = \frac{M_2}{M_0} \left\{ 2u_1(l) + u_2(l) \right\},$$

$$Q_2 = B_1 + B_2 + B_3 - B_4 - B_5,$$

potremo scrivere:

$$(67) \quad [\Delta E_p]_{\theta_0}^{\theta} = l g M_0 Q_2 (\cos \theta - \cos \theta_0).$$

Calcoliamo le costanti B_1, B_2 , ecc. Le costanti U, U_1, U_2 , sono date dalle formule (62), in cui figurano le funzioni $u(z), u_1(z), u_2(z)$. La $u(z)$ è espressa mediante la $v(z)$ dalla formula (52). Le funzioni $v(z), u_1(z), u_2(z), u_3(z)$ sono date dalle formule (54) e (55). Sarà quindi facile ottenere le espressioni delle costanti che vogliamo calcolare. E si trova:

$$B_1 = \frac{M_0 g}{ES} \left[\left(\frac{l}{r} \right)^2 \left\{ \frac{1}{90} \frac{l}{L} + \frac{1}{6} A + \frac{1}{3} B - \frac{1}{20} \right\} - \right. \\ \left. - (4 + 3\lambda) \left\{ \frac{1}{12} \frac{l}{L} - \frac{1}{6} \right\} \right],$$

$$B_2 = \frac{h_1}{l} \frac{M_1 g}{ES} \left[\left(\frac{l}{r} \right)^2 \left\{ \frac{1}{30} \frac{l}{L} + \frac{2}{3} A + 2B - \frac{1}{6} \right\} - \right. \\ \left. - (4 + 3\lambda) \left\{ \frac{1}{3} \frac{l}{L} - 1 \right\} - 8(1 + \lambda) c \right],$$

$$B_3 = \left(\frac{h_2}{l} - 1 \right) \frac{M_2 g}{ES} \left[\left(\frac{l}{r} \right)^2 \left\{ -\frac{2}{15} \frac{l}{L} - \frac{4}{3} A - 2B + \frac{1}{2} \right\} - \right. \\ \left. - (4 + 3\lambda) \left\{ \frac{1}{3} \frac{l}{L} - 1 \right\} - \lambda \left\{ \frac{l}{L} - 2 \right\} - 8(1 + \lambda) c \right],$$

$$B_4 = \frac{M_0 g}{ES} \left[\frac{1}{2} \frac{M_2}{M_0} + \frac{1}{3} + \frac{l}{L} \left\{ \frac{1}{2} \frac{h_2}{l} \frac{M_2}{M_0} + \frac{5}{24} \right\} \right],$$

$$B_5 = \frac{M_2 g}{ES} \left[2 \frac{M_2}{M_0} + 1 + \frac{l}{L} \left\{ \frac{h_2}{l} \frac{M_2}{M_0} + \frac{1}{3} \right\} \right].$$

Note queste costanti, l'energia di posizione è determinata. Resta a determinarsi l'energia cinetica.

1
e rap
consi
del p
suppe
lare

1
e cal
mato,
lindro
è sta

1
mula
(68)

1
(69)

1
form
(70)

in ca
dotto
 dV_0

1
movi
guen

Le coordinate x', y', z' dello stesso punto rispetto agli assi mobili, sono legate alle x_1, y_1, z_1 dalle formule:

$$\begin{aligned}x_1 &= x' \cos \theta + z' \sin \theta, \\y_1 &= y', \\z_1 &= -x' \sin \theta + z' \cos \theta,\end{aligned}$$

dalle quali, derivando rispetto al tempo, si ricava:

$$\begin{aligned}\frac{dx_1}{dt} &= \left\{ \frac{dx'}{d\theta} \cos \theta - x' \sin \theta + \frac{dz'}{d\theta} \sin \theta + z' \cos \theta \right\} \frac{d\theta}{dt}, \\ \frac{dy_1}{dt} &= \frac{dy'}{d\theta} \frac{d\theta}{dt}, \\ \frac{dz_1}{dt} &= \left\{ -\frac{dx'}{d\theta} \sin \theta - x' \cos \theta + \frac{dz'}{d\theta} \cos \theta - z' \sin \theta \right\} \frac{d\theta}{dt}.\end{aligned}$$

E sostituendo nella espressione di v^2 :

$$\begin{aligned}(71) \quad v^2 &= \left\{ x'^2 + z'^2 - 2x' \frac{dz'}{d\theta} + 2z' \frac{dx'}{d\theta} + \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{dx'}{d\theta} \right)^2 + \left(\frac{dy'}{d\theta} \right)^2 + \left(\frac{dz'}{d\theta} \right)^2 \right\} \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2.\end{aligned}$$

Ora si ha:

$$x' = x + \xi, \quad y' = y + \eta, \quad z' = z + \zeta,$$

dove x, y, z sono le coordinate del punto che si considera, quando il pendolo si trova allo stato naturale. Esse sono costanti rispetto a t , e quindi a θ . Sarà per conseguenza:

$$\frac{dx'}{d\theta} = \frac{d\xi}{d\theta}, \quad \frac{dy'}{d\theta} = \frac{d\eta}{d\theta}, \quad \frac{dz'}{d\theta} = \frac{d\zeta}{d\theta};$$

e la formula (71) potrà scriversi:

$$\begin{aligned}v^2 &= \left\{ (x + \xi)^2 + (z + \zeta)^2 - 2(x + \xi) \frac{d\zeta}{d\theta} + 2(z + \zeta) \frac{d\xi}{d\theta} + \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{d\xi}{d\theta} \right)^2 + \left(\frac{d\eta}{d\theta} \right)^2 + \left(\frac{d\zeta}{d\theta} \right)^2 \right\} \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2.\end{aligned}$$

Le quantità ξ, η, ζ essendo sempre piccolissime, possiamo trascurare i loro quadrati, come pure i prodotti $\xi \frac{d\zeta}{d\theta}$, $\left(\frac{d\xi}{d\theta} \right)^2$ ecc.

Sostituiamo a v^2 queste sue espressioni nella formula (70).
Avremo :

$$E_c^0 = \frac{1}{2} \rho \omega^2 \int_{V_0} (x^2 + y^2) dV_0 + \rho \omega^2 \int_{V_0} \left\{ x\xi + z\zeta - x \frac{d\xi}{d\theta} + z \frac{d\zeta}{d\theta} \right\} dV_0.$$

Il primo termine del secondo membro rappresenta la forza viva del cilindro rigido, vale a dire $\frac{1}{2} M_0 r_0^2 \omega^2$. Nel secondo termine, considerando, al solito, lo spessore s del cilindro come infinitesimo, e chiamare :

$$x = r \cos \gamma$$

Onde sarà :

$$E_c^0 = \frac{1}{2} M_0 r_0^2 \omega^2 + r s \rho \omega^2 \int_V$$

Ora sostituiamo a ξ
mule (56). Si ottiene :

$$E_c^0 = \frac{1}{2} M_0 r_0^2 \omega^2 + r$$

$$+ s [u_1 l \cos \theta - u_2 l$$

$$- r \cos \gamma (-u_1 l \sin$$

$$- z u_1 l \cos \theta] d\gamma;$$

da cui, eseguendo le i
 $2\pi r s = S$ (area della s

$$E_c^0 = \frac{1}{2} M_0 r_0^2$$

$$+ l z u_2 (\cos \theta - \cos$$

Dentro la parentesi possiamo fare, come nella formula (39) per l'energia elastica: $\cos \theta = \cos \theta_0 = 1$. Otterremo allora:

$$E_c^0 = \frac{1}{2} M_0 r_0^2 \omega^2 + \rho S \omega^2 \int_0^l \left\{ l z u_1 - \frac{1}{2} r^2 u_3 - l z u \right\} dz.$$

Il prodotto $\rho l S$ è la massa del cilindro, ossia M_0 . Se poniamo:

$$(72) \quad U' = \frac{1}{l} \int_0^l \left\{ \frac{z}{l} u - \frac{z}{l} u_1 + \frac{1}{2} \left(\frac{r}{l} \right)^2 u_3 \right\} dz,$$

si avrà la formula:

$$(73) \quad E_c^0 = \frac{1}{2} M_0 r_0^2 \omega^2 - U' M_0 l^2 \omega^2,$$

ove U' è una costante numerica.

20. Passiamo a calcolare la forza viva E_c^1 della massa M_1 .

Si è chiamato β_1 (§ 16) l'angolo che, durante il movimento del pendolo, la base superiore del cilindro, in seguito, alla deformazione del cilindro stesso, forma col piano ($x y$). Quest'angolo è dato dalla formula:

$$\beta_1 = u_3(0) \sin \theta.$$

Esso varia da istante a istante, in modo che, mentre l'asse $O_1 z$ ruota intorno all'asse $O_1 y_1$, con velocità angolare ω , la base superiore del cilindro, e quindi la massa M_1 , ad essa attaccata, ha anche la velocità angolare $\frac{d\beta_1}{dt}$, intorno allo stesso asse. La sua velocità angolare complessiva sarà dunque $\omega + \frac{d\beta_1}{dt}$ ossia $\omega - \frac{d\beta_1}{d\theta} \omega$: e la sua forza viva, essendosi chiamato r_1 il suo raggio d'inerzia rispetto all'asse $O_1 y_1$, sarà:

$$E_c^1 = \frac{1}{2} M_1 r_1^2 \left(\omega - \frac{d\beta_1}{d\theta} \omega \right)^2,$$

dro. Le componenti della velocità relativa di G_2 saranno dunque: $-h', \frac{d\beta_2}{dt}$, e $\frac{d\zeta_2}{dt}$, ossia:

$$h', \frac{d\beta_2}{d\theta} \omega, \quad -\frac{d\zeta_2}{d\theta} \omega.$$

La velocità di trascinamento del punto G_2 , dovuta alla rotazione ω , vale $O_1 G_2 \cdot \omega$, ed è normale alla retta $O_1 G_2$. Ma, trascurando le potenze di β_2 superiore alla prima, si può ritenere $O_1 G_2 = O_1 O_2 + O_2 G_2 = l + \zeta_2 + h'_2$. Inoltre dell'angolo $O_2 O_1 G_2$, che è molto piccolo di fronte a β_2 , possiamo non tenerne conto. Allora la velocità di trascinamento $O_1 G_2 \cdot \omega$ resulterà normale ad $O_1 z$, e avrà per componenti rispetto ad $O_1 x$ e $O_1 z$:

$$-(l + \zeta_2 + h'_2) \omega, \quad 0.$$

Per conseguenza le componenti della velocità assoluta v_2 di G_2 saranno:

$$-(l + \zeta_2 + h'_2) \omega + h'_2 \frac{d\beta_2}{d\theta} \omega, \quad -\frac{d\zeta_2}{d\theta} \omega.$$

Quadrando e sommando otterremo v_2^2 . Il termine piccolissimo $\left(\frac{d\zeta_2}{d\theta}\right)^2 \omega^2$ possiamo però trascurarlo. E rimane:

$$v_2^2 = \left\{ l + \zeta_2 + h'_2 \left(1 - \frac{d\beta_2}{d\theta} \right) \right\}^2 \omega^2.$$

Osserviamo che $l + h'_2$ non è altro che la distanza h_2 tra il punto O_1 e il baricentro G_2 della massa M_2 . Sarà dunque:

$$v_2^2 = \left(h_2 + \zeta_2 - h'_2 \frac{d\beta_2}{d\theta} \right)^2 \omega^2,$$

da cui, sviluppando il quadrato, e trascurando dei termini piccolissimi, si ricava:

$$v_2^2 = \left(h_2^2 + 2 h_2 \zeta_2 - 2 h_2 h'_2 \frac{d\beta_2}{d\theta} \right) \omega^2.$$

Questo valore di v_2^2 sostituiamolo nella formula (75). Poniamo inoltre, al posto di ω^2 , $\left(1 - 2 \frac{d\beta_2}{d\theta} \right) \omega^2$. Avremo:

$$E_c^2 = \frac{1}{2} M_2 \left(h_2^2 + 2 h_2 \zeta_2 - 2 h_2 h'_2 \frac{d\beta_2}{d\theta} \right) \omega^2 + \frac{1}{2} I_2 \left(1 - 2 \frac{d\beta_2}{d\theta} \right) \omega^2;$$

Ora essendo, nel pendolo allo stato naturale, M_2 , r_2^2 il momento d'inerzia della massa M_2 , rispetto all'asse O_2y , I_2 il momento d'inerzia della stessa massa rispetto alla retta parallela

In tal modo anche l'energia cinetica $\Delta Q \omega^2$ resta pienamente determinata.

VIII.

Formule finali.

23. Riprendiamo la formula (9):

$$(79) \quad \Delta \omega^2 = \frac{-[\Delta E_c]_{\theta_0}^{\theta} - [\Delta E_p]_{\theta_0}^{\theta} - \Delta Q \omega^2}{Q},$$

che dà la correzione da farsi al quadrato della velocità angolare del pendolo rigido, per ottenere il quadrato della velocità angolare del pendolo elastico.

Si è trovato [formule (40), (67) e (78)]:

$$[\Delta E_c]_{\theta_0}^{\theta} = -g l M_0 Q_1 (\cos \theta - \cos \theta_0),$$

$$[\Delta E_p]_{\theta_0}^{\theta} = g l M_0 Q_2 (\cos \theta - \cos \theta_0),$$

$$\Delta Q \cdot \omega^2 = -g l M_0 Q_3 (\cos \theta - \cos \theta_0).$$

Si avrà dunque, sostituendo nella (79):

$$\Delta \omega^2 = g l M_0 (\cos \theta - \cos \theta_0) \frac{Q_1 - Q_2 + Q_3}{Q},$$

o più semplicemente:

$$(80) \quad \Delta \omega^2 = 2K \frac{2g}{L} (\cos \theta - \cos \theta_0),$$

ove:

$$(81) \quad K = l L M_0 \frac{Q_1 - Q_2 + Q_3}{4Q}.$$

Si ha inoltre:

$$(82) \quad \omega^2 = \frac{2g}{L} (\cos \theta - \cos \theta_0).$$

Volendo mantenerci, per il calcolo di ΔT , nel grado di approssimazione, a cui ci siamo tenuti finora, potremo porre:

$$T' = \pi \sqrt{\frac{L'}{g}}, \quad T = \pi \sqrt{\frac{L}{g}}$$

le quali formule, a rigore, valgono soltanto per oscillazioni infinitesime. Sarà dunque:

$$\Delta T = \pi \sqrt{\frac{L'}{g}} - \pi \sqrt{\frac{L}{g}},$$

od anche

$$\Delta T = \left(\sqrt{\frac{L'}{L}} - 1 \right) T;$$

e sostituendo a $\frac{L'}{L}$ il suo valore ricavato dalla formula (83):

$$\Delta T = (\sqrt{1 - 2K} - 1) T.$$

Ma, per essere la quantità K piccolissima, in luogo di $\sqrt{1 - 2K}$, ossia $(1 - 2K)^{\frac{1}{2}}$, possiamo scrivere $1 - K$. Onde avremo

$$\Delta T = -K T,$$

Questa formula, in via d'approssimazione, potrà ritenersi valida anche per oscillazioni di una certa ampiezza. Essa risolve completamente il problema che ci eravamo proposti.

Se la scarica è di natura elettrolitica il rapporto $\frac{M}{m}$ deve essere costante, qualunque sieno gli ioni (purchè della stessa valenza) e qualunque sia V . La prova di ciò si avrebbe dunque se si potesse constatare che

$$(1) \quad \frac{V}{v^2} = \text{costante},$$

qualunque sieno le condizioni della scarica.

Da esperienze che il Kaufmann ¹⁾ eseguì sulla deviazione dei raggi catodici in un campo magnetico, si dedurrebbe che il rapporto $\frac{M}{m}$ anzidetto non resterebbe costante al variare della natura e della rarefazione del gas adoprato; ma i dati sui quali tale deduzione si fonda non sono del tutto sicuri, e d'altra parte per la verifica della (1) è d'importanza capitale conoscere i valori precisi della velocità v dei raggi catodici entro i tubi di scarica. Tali valori non ci sono forniti completamente nè dalle citate esperienze del Kaufmann, nè da quelle finora intraprese in proposito da altri; sia perchè in generale le misure di v sono state eseguite per una sola rarefazione e senza la indicazione del corrispondente valore di V , sia per la discordanza notevole che si riscontra fra i valori trovati dai diversi sperimentatori.

2. Una prima misura dovuta a J. J. Thomson ²⁾ aveva dato per tale velocità il valore di 200 km/sec. Quella misura fu eseguita determinando, con uno specchio rotante, il tempo che separa l'apparire della luminosità in due punti della parete del tubo di scarica, situati a differente distanza dal catodo. Ma siffatto metodo, come fu poi riconosciuto dal Thomson stesso ³⁾, è soggetto ad errori, perchè il vetro richiede un certo tempo prima di diventar fluorescente sotto il bombardamento catodico, ed è probabile che questo tempo sia tanto maggiore, quanto minore è l'intensità dei raggi, e quindi quanto più lon-

1) Wied. Ann., 61, p. 544, 1897.

2) Phil. Mag. (5), 38, p. 358, 1894.

3) Phil. Mag. (5), 44, p. 315, 1897.

Ma anche il metodo del Maiorana può dar luogo ad obiezioni, lasciando sorgere il dubbio che il tempo richiesto dai due tubetti per illuminarsi possa essere differente, a motivo della diversa intensità dei raggi che colpiscono gli elettrodi ai quali quei tubetti sono collegati. Inoltre, il fatto che spesso l'immagine dei tubetti nello specchio girante è accompagnata da code luminose, che possono giungere alla lunghezza di $7 \frac{1}{2}$ m., rende molto variabile lo spostamento dei due punti luminosi, da cui si deduce poi la misura della velocità; talchè questa può anche scendere al valore di 100 km. al sec. Se pure tali differenze possano spiegarsi con la complessità anzidetta del fascio dei raggi catodici, resta il metodo di Maiorana sì

3. Quantunque la differenza dal Maiorana sia considerabile rimangono sempre d

Invece esperienze più recenti attribuire ai raggi catodici velocità inferiori a quella della luce.

1) N. Cimento, (4), 6, p. 336, 1

2) Phil. Mag. (5), 44, p. 293, 1

per via di due metodi indiretti, consistenti nell'osservare la curvatura che i raggi subiscono quando attraversano un campo magnetico o un campo elettrostatico. I valori di v trovati dal Thomson con questi due metodi variano: col primo da 10^9 a 13×10^9 cm/sec., e coll'altro da $2,2 \times 10^9$ a $3,6 \times 10^9$ cm/sec., a seconda dei gas (aria, H, CO₂), o del tubo usato.

Ed anche altre misure del Lenard ¹⁾ del Wien ²⁾, e del Kaufmann ³⁾, eseguite con metodi analoghi a quello ultimo del Thomson, danno pei raggi catodici velocità poco diverse da quelle della luce.

4. Le condizioni delle misure eseguite col metodo della deviazione del fascio catodico in un campo elettrostatico o magnetico, offrono per altro varie difficoltà di ottimo successo.

Ad esempio, il Thomson stesso riconosce che il modo di determinare il raggio di curvatura del fascio catodico dalla posizione della macchia fluorescente, induce degli errori, che nelle sue esperienze posson salire fino al 20 per %. È inoltre difficile che nelle medesime esperienze possa riuscire esatta la misura della carica elettrica trasportata dai raggi catodici. Se, com'è probabile, a determinare quella carica concorre soltanto una frazione, che può essere anche piccola, delle particelle elettrizzate, il valore ottenuto per v può essere maggiore assai del vero.

Nonostante questa difficoltà non ci sembra però che possa mettersi in dubbio l'ordine di grandezza, per lo meno, dei risultati ottenuti; tanto più che a valori del medesimo ordine conducono anche le misure del Wiechert ⁴⁾, che furono eseguite con mezzi affatto diversi da quelli usati dal Thomson e dagli altri.

5. Ora, se le misure dirette del Thomson e del Maiorana fossero giuste pur esse, bisognerebbe concludere che siamo in presenza di due fenomeni diversi: e si potrebbe pensare che

1) Wied. Ann. 64, p. 279, 1898.

2) Verh. d. physik. Ges. zu Berlin, 1897, p. 165, e 1898, p. 10.

3) Wied. Ann. 65, p. 431, 1898.

4) Götting. Nachr. math. phys. Classe, p. 292, 1893.

una dissociazione del

sono poi scag

o grande a seconda della rarefazione del gas e della ten-
sione agli elettrodi ¹⁾.

La corrente di ioni negativi darebbe origine ai raggi ca-
todici, quella degli ioni positivi ai raggi anodici, la cui esi-
stenza ha assunto ormai un grado di altissima probabilità.

Non ci sembra invece sostenibile con fatti sicuri l'ipotesi
che nei gas, anche prima della scissione, si trovino ioni liberi.

Però di questa stanno

le esperienze di J. Thomson e

che a quando l'aria non

può condurre una c

che portano le esperienze

variazioni di capacità

tra le sue armature si

estende fino a quando il ca

si avvicina al limite, un gas rare

fatto si può quindi parlare

di pressione qualunque

sia modificata o da

Si può invece affer

la differenza di potenzia

è necessario a produ

zione che permette

che la corrente si stabilisce, e ca

gli ioni; la cui pre

la traversa — è nece

sioni deviatrici che

sono rizzati.

Se il movimento di

le linee di Faraday, è qua

1) Non si può ammettere che
raggi dagli elettrodi, perchè si es-
sere il verso quando funzionano di
6, 1897) trovò che la natura
era catodica.

2) *Philosoph. Magaz.* (5), 42

3) *Comptes rendus*, 129, p.

esperienze che abbiamo intraprese per misurare, col metodo sopra descritto, la velocità della scarica in vari gas, a pressioni e a differenze di potenziale diverse.

Istituto di Fisica dell'Università di Pisa
Settembre 1899.

SUL FLUSSO DI ENERGIA MECCANICA.

Lettura fatta in Como

dal Prof. VITO VOLTERRA

nella seduta del 21 Settembre 1899 della Società Fisica Italiana.

Mi permetto di tener parola in questa riunione della nostra Società di uno studio che ha formato il soggetto di alcune mie ricerche in quest'anno, cioè della propagazione e del flusso della energia meccanica.

Io prendo la libertà di intrattenere sopra esso i miei Colleghi non tanto per render loro conto del lieve contributo che ho apportato alla questione, quanto per far conoscere e divulgare la questione stessa, la quale, sebbene abbia formato l'oggetto di varii studii di più autori, pure è ben lungi dall'essere esaurita; e per le sue applicazioni, come per la sua importanza filosofica, è degna di formar l'oggetto di svariate ricerche e di profonde meditazioni: onde m'auguro che le poche parole che dirò possano eccitare altri ad occuparsi di questo argomento.

È evidentemente inutile che io ricordi quì che cosa sia il principio della conservazione dell'energia, quale il suo significato, o che io rilevi la sua enorme importanza in ogni ramo delle scienze fisiche e naturali. È pure inutile che io ricordi le difficoltà e le opposizioni che ha incontrato dapprima, e la critica sagace a cui fu sottomesso anche recentemente. Critica utile che ha rivelato la portata ed il vero significato di questo principio, il quale ha preso nella scienza il suo posto accanto a quello della conservazione della materia.

*Così la ma
loro varie tra*

Ma al prin
nella sua form
sene un altro,
completato e la
della materia è

Tutti noi s
qualche cosa ci
varie sostanze.
la energia deb
parti piuttosto
principio di cu
pio della loca
lo studio della
del muoversi d
flusso dell' ene
materia, che la
dello spazio per

delle regioni intermedie. Precisamente il trasporto della energia avviene con continuità come il moto della materia.

Così, quando la energia calorifica solare passa dal sole alla terra, essa deve attraversare le regioni intermedie e quindi deve in questo passaggio localizzarsi successivamente nello spazio interposto fra l'astro del giorno ed il nostro pianeta.

Fu nel 1884 che il fisico inglese Poynting pubblicò nelle *Philosophical Transactions* di Londra la sua memoria sul moto dell'energia nel campo elettromagnetico, giacchè sotto egli espresse la legge con elettromagnetica fluisca.

Le idee di Faraday e concepimenti che facevano conduttori e ne trasportava nel dielettrico che, secondo fluisce in ogni punto in sei a quella magnetica.

prece
tare.
una i
ma n
conce
l'inte
trasp
(
susce
diche
reino
punte
niani
sioni
tivi i

Prima ancora di attaccare il problema è necessario peraltro fare una osservazione preliminare sopra un punto che abbiamo lasciato finora da parte: la questione del flusso di energia es-

È la questione di trovare un modo di passare da un fenomeno naturale a un fenomeno determinato?

È facile riconoscere che, a localizzare l'energia, il problema si complica. Immaginiamo, per esempio, un fluido in movimento in ogni luogo la quantità della energia che attraversa un dato punto. Ciò premesso, il flusso di energia corrisponde a un dato punto.

Se lo componiamo con quello che abbiamo detto sopra, il nuovo flusso potrà sempre essere risolto. Vediamo dunque che, per risolvere il problema, si avranno infiniti modi di procedere.

Una tale indeterminazione non è che la soluzione della questione. La soluzione della questione è la soluzione della questione. La soluzione della questione è la soluzione della questione.

nuta fra ω_1 e ω_2 . Dunque se U è il potenziale nel punto medio O , converrà fare la somma dei termini

$$\frac{F_2 \omega_2 - F_1 \omega_1}{4\pi} \frac{U}{2}$$

estendendola a tutti gli elementi dello spazio.

Prendiamo una sezione ω_3 che disti da ω_2 quanto questa dista da ω_1 , ed in essa la forza sia F_3 ; avremo un nuovo termine

$$\frac{F_3 \omega_3 - F_2 \omega_2}{4\pi} \frac{U'}{2},$$

essendo U' il valore del potenziale nel punto medio O' situato fra ω_2 e ω_3 .

Riunendo le due parti contenenti ω_2 , otterremo il termine

$$\frac{F_2 \omega_2}{8\pi} (U - U').$$

Ora se la distanza piccolissima $O O'$ si chiama δ , avremo che

$$\frac{U' - U}{\delta} = F_2,$$

e perciò l'espressione precedente diverrà

$$-\frac{F_2^2}{8\pi} \omega_2 \delta.$$

Se conduciamo per O ed O' le sezioni normali al tubo di forza $\omega_2 \delta$ ci rappresenterà il volume S compreso fra esse, e quindi il termine precedente si scriverà

$$(1) \quad -\frac{F_2^2}{8\pi} S.$$

La somma di tutti i termini analoghi a questo ci misurerà l'energia potenziale newtoniana.

Vediamo dunque che si ha un modo di localizzare in ogni elemento dello spazio la energia newtoniana dipendentemente soltanto dalla forza che agisce in quel punto, stabilendo che ogni elemento contribuisca per una quantità eguale al proprio volume diviso per -8π e moltiplicato pel quadrato della forza stessa.

$\frac{1}{4\pi} U_2 I_2 \omega''$, ossia che l'energia fluisca lungo i tubi di incremento di forza con una intensità per unità di area eguale al prodotto dell'incremento unitario di forza pel potenziale diviso per 4π .

Ora, nella regione esterna alle masse, che abbiamo esaminata, non esiste altro che la energia newtoniana. La legge dunque del flusso di energia nella regione stessa è trovata.

Evidentemente il ragionamento fatto non è più valido per una porzione dello spazio ove si trova materia. Ivi esiste, oltre l'energia potenziale, anche quella cinetica e quella elastica; ma come vedremo ora, ripetendo un ragionamento analogo a quello che abbiamo fatto, colle necessarie modificazioni, si trova che il flusso totale di energia è risultante di tre flussi uno dei quali è quello precedentemente trovato e che chiameremo il *primo flusso* e gli altri due (*secondo e terzo flusso*) avvengono rispettivamente lungo le linee di moto della materia e lungo altre linee dipendenti dalle tensioni elastiche.

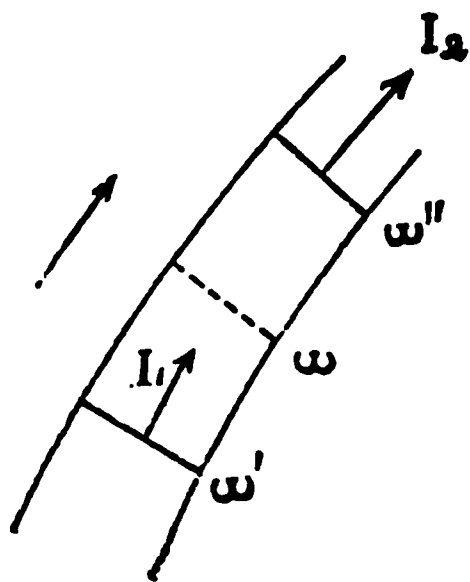


Fig. 4.

Riprendiamo perciò la formula (4); se noi consideriamo una regione ove si trova materia il prodotto $I\omega$ non si conserva più costante lungo il tubo di incremento di forza (v. fig. 4) onde la espressione (4) non potrà più assumere la forma (5); però sarà facile trovare i termini che si dovranno aggiungere al secondo

membro di questa equazione affinché essa possa sussistere. Potremo infatti scrivere

$$e_p = \frac{1}{4\pi} U_1 I_1 \omega' - \frac{1}{4\pi} U_2 I_2 \omega'' - \frac{1}{4\pi} U_1 (I_1 \omega' - I\omega) - \frac{1}{4\pi} U_2 (I\omega - I_2 \omega'')$$

come si può verificare subito osservando che, dopo sviluppate le parentesi, il primo termine si elimina col terzo ed il secondo coll'ultimo.

voro eseguito dalle forze che agiscono sugli elementi di materia contenuti in S .

Se chiamiamo ρ_1 e V_1 la densità e la velocità della materia in σ_1 ; e ρ_2 e V_2 le analoghe quantità in σ_2 , la quantità di materia che penetra nel tempo t attraverso σ_1 sarà $\rho_1 V_1 t \sigma_1$. Quindi la quantità di energia cinetica che entra attraverso quest'area sarà

$$\frac{1}{2} (\rho_1 V_1 t \sigma_1) V_1^2$$

e analogamente quella che esce attraverso σ_2 sarà

$$\frac{1}{2} (\rho_2 V_2 t \sigma_2) V_2^2.$$

Per calcolare il lavoro L_n eseguito dalle forze newtoniane agenti sull'elemento S basterà moltiplicare la massa dell'elemento ρS , indicando con ρ la densità media, per la componente ϕ della forza unitaria presa nel verso del movimento, (ossia nel verso del tubo) e pel cammino percorso nel tempo t cioè $V t$, essendo V la velocità media.

Ma ϕ si misurerà col rapporto $\frac{U_2 - U_1}{\delta}$, chiamando U_2 e U_1 i valori del potenziale in σ_2 e σ_1 e δ la loro distanza; perciò il detto lavoro si scriverà

$$L_n = \rho S \cdot \frac{U_2 - U_1}{\delta} V t.$$

Ora, se con σ denotiamo la sezione media, S sarà eguale a $\sigma \delta$ e l'espressione precedente diverrà

$$L_n = \rho \sigma (U_2 - U_1) V t.$$

A questo lavoro dovremo aggiungere quello delle forze elastiche, il quale sarà misurato dalla diminuzione $-E_e$ della energia elastica nell'elemento S e dal lavoro L_e eseguito dalle tensioni che agiscono sulla superficie che limita l'elemento stesso. Dunque il lavoro totale eseguito da tutte le forze che agiscono sugli elementi di materia contenuti in S sarà

$$L_n - E_e + L_e$$

Dividendo per t e chiamando rispettivamente e_e , e_s gli incrementi unitari (relativa netica ed elastica, ossia il r dente diverrà

$$e_e + e_s = U \mu = \frac{L_s}{t} = r_1 \left(\frac{1}{2} \right),$$

Consideriamo ora il sec remo che esso percorra i t

unità di area) data da $\left(\frac{1}{2} V^2 - U\right) V \rho$. Evidentemente questo flusso sussisterà solo nelle regioni occupate da materia.

Il secondo membro della equazione precedente misurerà la quantità di energia che, in virtù di questo secondo flusso, entra nell'unità di tempo attraverso σ , diminuita di quella che esce da σ , onde esaminando il primo membro potremo concludere che il secondo flusso di energia attraversando una regione dello spazio determinerà non solo la somma della variazione e_c della energia cinetica e di quella e_e della energia elastica, ma oltre a ciò darà anche un residuo costituito dai due termini $-U\mu - \frac{L_e}{t}$.

Quindi se componiamo il secondo flusso di energia col primo flusso di energia e teniamo presente che questo ci lascia un residuo $U\mu$, otterremo un flusso che fornirà ad ogni elemento di spazio l'incremento della energia potenziale di quella elastica e di quella cinetica, oltre ad un residuo $-\frac{L_e}{t}$, giacchè gli altri due residui $U\mu$ e $-U\mu$ dei due flussi si elimineranno fra loro.

Resta ora a provare che anche l'ultimo residuo può eliminarsi considerando un terzo flusso di energia.

In altri termini basterà provare che il lavoro $\frac{L_e}{t}$ delle tensioni (ridotte all'unità di tempo) può considerarsi come equivalente ad un flusso di energia.

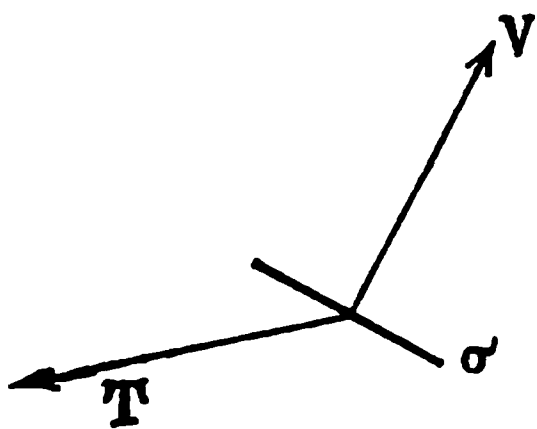


Fig. 6.

A tal fine immaginiamo condotto per ogni punto dello spazio occupato da materia un elemento di piano σ normale alla direzione della velocità V (fig. 6) e consideriamo la tensione unitaria T (ridotta cioè all'unità d'area) che si esercita sopra σ dalla parte opposta a quella secondo la quale la materia si sposta.

Supposto condotto il vettore T per ogni punto e le linee che hanno in ogni punto per tangente T , avremo un sistema

essendo V e V' le velocità del moto in σ e σ' ; onde il lavoro stesso nel tempo t sarà (Vedi fig. 7)

$$(T \sigma) (V t) \cos (\hat{T}V) + (T_1 \sigma') (V' t) \cos (\hat{T}_1 V').$$

Prendiamo il vettore T' eguale ed opposto a T_1 . Esso rappresenterà la tensione che si esercita dalla parte opposta su σ' , cioè dalla parte opposta a quella secondo cui avviene il moto. La espressione precedente diverrà dunque

$$T \sigma V t \cos (\hat{T}V) - T' \sigma' V' t \cos (\hat{T}'V').$$

ma le sezioni α , α' normali al filetto di tensione sono rispettivamente eguali a $-\sigma \cos (TV)$ e a $-\sigma' \cos (T' V')$, quindi essa si scriverà anche

$$T' \alpha' V' t - T \alpha V t$$

e riducendo questo lavoro delle tensioni all'unità di tempo otterremo

$$T' \alpha' V' - T \alpha V.$$

Immaginiamo ora un flusso di energia percorrente i tubi di tensione nel loro verso colla intensità TV per unità d'area. Sarà il *terzo flusso di energia* ed esso pure, al pari del secondo, resulterà limitato alle regioni ove si trova la materia.

In virtù di questo terzo flusso, attraverso α' entrerà per unità di tempo la quantità di energia $T' V' \alpha'$, e attraverso α ne escirà $T V \alpha$, onde, a cagione dell'ultima formula trovata, il lavoro unitario (rapporto al tempo) delle tensioni che abbiamo precedentemente rappresentato con $\frac{I_{2e}}{t}$ equivarrà a questo terzo flusso di energia.

Se quindi lo componiamo col *primo* e col *secondo flusso di energia*, il flusso risultante produrrà la variazione della *energia newtoniana*, di quella *cinetica* e di quella *elastica*, ossia della *energia meccanica totale* in ogni elemento.

Riassumendo diremo dunque che il flusso di energia meccanica potrà considerarsi dovuto a tre flussi di energia rispettivamente scorrenti lungo i tubi d'incremento di forza, i tubi di moto ed i tubi di tensione. Il primo percorre l'intero spazio gli altri due sono ristretti alle regioni occupate da materia.

biamo supporre che anche nel centro O' dell'altra sfera esista un elemento magnetico simmetricamente disposto ed eguale, giacchè le quantità di moto delle due sfere debbono essere eguali fra loro.

I sistemi di linee di forza che si avrebbero se ciascun elemento magnetico esistesse da solo si perturberanno vicendevolmente in virtù della loro coesistenza, nel senso che le linee saranno deformate come se venissero spinte verso il difuori da azioni esercitantesi nella regione intermedia alle due sfere, onde la forma delle linee stesse risulterà come è indicato nella seguente figura 11.

v

x

Fig. 11.

La figura rappresenta le sezioni delle due sfere di masse 1 e 8 con un piano passante per i centri. Le linee continue munite di frecce rappresentano le linee ed il verso secondo cui fluisce l'energia. — Le linee tratteggiate rappresentano profili di superficie di livello, attraverso le quali la quantità di energia che entra è eguale a quella che esce.

Ma è inutile il moltiplicare gli esempi: bastano quelli che vennero esposti per dare un'idea delle applicazioni delle leggi trovate.

Dirò solo che molte e molte questioni si affollano ed aspettano una risposta. Ed esse si presentano tanto spontaneamente che è quasi superfluo l'indicarle. I risultati ottenuti non costituiscono, io credo, che un primo passo in una lunga via da percorrere.

Non l'esame dei soli fenomeni meccanici o degli elettrici o calorifici, ciascuno dei quali considerato distintamente, deve costituire lo studio definitivo del problema del flusso di energia; bensì un esame complessivo dei vari fenomeni che in natura non avvengono separatamente, ma in un medesimo tempo, onde resulti come concetto che tutti li domina ed abbraccia, quello di un flusso di energia percorrente lo spazio infinito e penetrante ogni più intima molecola il quale ne colleghi l'andamento, e togliendo le apparenti discontinuità, stabilisca un nesso nella infinita molteplicità delle apparenze loro.

SULLA PRODUZIONE DELL' OZONO PER VIA ELETTROLITICA.*Nota dell' Ing. GINO TARGETTI.*

Eseguendo alcune esperienze sulla produzione dell' ozono per via elettrolitica ho trovato dei risultati che si differenziano abbastanza che quelli conosciuti: mi è parso quindi non del tutto inutile il renderli noti.

Una prima serie di esperienze ebbe per scopo di determinare in modo rapido, le probabili migliori condizioni nelle quali le decomposizioni di soluzioni acide, mediante la corrente elettrica, dava la massima quantità di ozono.

Queste determinazioni preliminari le eseguii mediante sole misure di confronto ritenendo che i tempi necessari alla decolorazione di eguali quantità di soluzioni di acido solforico colorato con indaco, poste in diversi voltametri, che differivano solo in quell' elemento di cui volevo studiare l' influenza, fossero inversamente proporzionali alle quantità d' ozono svolte.

Cominciai collo studiare l' influenza esercitata dalla natura dell' anodo.

Il Schoenbein ¹⁾ aveva soltanto notato che si aveva produzione d' ozono quando l' anodo era costituito da metalli rari: rimaneva quindi da verificare come si comportavano i metalli e le leghe più comuni usati come anodi. Disponendo in serie diversi voltametri che differivano solo per la natura dell' anodo verificai che la decolorazione della soluzione di acido solforico ed indaco si aveva solo in quelli ad anodi di piombo e di platino e che nel voltmetro ad anodo di piombo avveniva in un tempo circa metà che non in quello ad anodo di platino.

Tale risultato lo attribui al fatto che lo strato d' ossido che subito si formava sull' anodo del platino intaccato dai suoi strati di piombo.

1) Sulla produzione dell' ozono

Siccome ritenevo i valori di T inversamente proporzionali alle quantità di ozono svolte, per determinare quale dei rapporti fra la quantità d'ozono svolta e la P corrispondente fosse il maggiore bisognava determinassi quale dei prodotti PT fosse il minore. Feci questa determinazione servendomi di un metodo grafico riducendo cioè questi prodotti ad una certa base b ed osservando, per ogni esperienza, l'andamento degli estremi delle ordinate corrispondenti ai vari valori di P : i quattro diagrammi (Vedi Tav. I) mostrano come alla tensione massima corrisponda un'ordinata più piccola cioè il prodotto $P T$ minimo. Rimaneva così verificato che le quantità di ozono per un'unità di energia spesa, crescevano colla densità di corrente all'anodo.

Circa la concentrazione più conveniente per la soluzione acida l'esperienza dell'Houzeau ¹⁾ portavano a ritenere che la quantità d'ozono aumentasse colla concentrazione, mentre l'Hoffmann ²⁾ indicava per soluzione più conveniente quella di 5 parti d'acqua ed 1 di acido. Sei esperienze eseguite con 8 voltametri in serie e contenenti soluzioni da 5 a 40° Bè mi indicarono come soluzione più conveniente quella a 22° Bè.

Circa l'influenza della temperatura, tanto il Schoenbein ³⁾ che l'Houzeau ⁴⁾ ed il Sorret ⁵⁾ avevano notato che la quantità d'ozono aumentava col diminuire la temperatura: con 4 voltametri posti in serie e mantenuti rispettivamente a $+60^{\circ}$; $+35^{\circ}$; $+20$ e -7 , verificai che nel 1° la soluzione non veniva decolorata, per gli altri i tempi necessari alla decolorazione stavano come 3,5 a 2,5 ad 1,6. Per questa esperienza non era pertanto da ritenersi come esatta l'ipotesi che le quantità d'ozono svolte fossero inversamente proporzionali ai tempi necessari a decolorare il liquido del voltmetro, giacchè il raffreddamento favoriva la conservazione dell'acqua ossigenata che si produceva, secondo l'Houzeau ⁶⁾, pel contatto

1) Comptes rendus, vol. 43, pag. 84.

2) Annalen Poggendorf, vol. 182, pag. 607.

3) Sulla produzione dell'ozono per via chimica.

4) Comptes rendus, vol. 43, pag. 84.

5) Comptes rendus, vol. 88, pag. 443.

6) Comptes rendus, vol. 75.

Sopprimendo l' iniezione d' aria la temperatura a livello degli elettrodi si elevò fino a 22° e le percentuali d' ozono variavano fra 5 e 5,4. Verificata così l' effettiva importanza dell' iniezione d' aria eseguii 20 esperienze col voltmetro posto in un vaso contenente acqua in circolazione ed iniettando aria da ambedue i tubi, ed ottenni percentuali varianti da 9,4 ad 8,6. Due esperienze della durata di mezz' ora dettero le percentuali di 8,5 ed 8,7.

Queste percentuali d' ozono, sull' ossigeno prodotto, mentre sono di circa 4 volte superiori a quelle ottenute dal Sorret ¹⁾, che a quanto afferma l' Otto ²⁾ in una sua recente memoria, ed a quanto risulta a me, erano le più elevate ottenute, non permettono tuttavia di pensare a produrre ozono per via elettrolitica.

Basta considerare che la tensione ai morsetti di un voltmetro posto nelle condizioni sopra esposte non si abbassa al disotto di volts 6,5 ed in generale si mantiene a 7 volts, e siccome un cav-ora sotto tale tensione equivale a 105 ampères-ora, con 1 cav-ora si produrrebbero gr. 2,73 d' ozono, mentre già coi primi apparecchi del Siemens ³⁾ si ottenevano 20 gr. per cav-ora, l' Andreoli ⁴⁾ garantisce per i suoi ozonatori ⁵⁾ 100 gr. per cav-ora e l' Otto è giunto, usando frequenze elevate, fino a 154,9 gr. per cav-ora.

Dal Laboratorio di Elettrochimica del R. Museo Industriale Italiano
Torino, Maggio 1899.

1) Annales de Chimie et Physique, 1898, 7. ser., vol. 13.

2) Elektrotechnische Zeitschrift, anno 1891.

3) Eclairage Electrique, 1897. N. 37.

4) Electrical Review, anno 1898.

5) Annales de Chimie et Physique, 1898, 7 ser., vol. 13.

La curva
del galvanome
tempi in cui s
no, secondo ch
sotto influenze

In alcune
pio, usai una
tico e aperiodi

Il filo di
riscaldavo me
parte di mezza
avanti il diam
rame che and
erano chiuse i
pia era in una
di piombo, att
stantano; così
coperta da un
del Röntgen n

La scatola
stra di ebanite
che erano in c
dalla saldatura

Per scald
rente di 9 am
galvanometro ;
circuito, e dop
10°, lasciando
un minuto, fac
guito.

Le curve
golari, in mod
gen sul raffre

Per avere
 Φ il potere ter
tale, con T_1 e
su quella dell'
il galvanometr

rente dovuta alla coppia vari di Δi , occorre che la differenza tra T_1 e T_2 vari di

$$(3) \quad \Delta \theta = \frac{R}{\Phi} \Delta i.$$

Considero separatamente le due saldature, e suppongo che il raffreddamento dell'una avvenga liberamente, giungendo in 2° a T_1 . La seconda, partendo dal valore iniziale T_0 giungerà nel primo minuto a T_1' , e giungerebbe nel successivo a T_1'' , seguendo la (1), dalla quale ricavo

$$h = \frac{C}{S} \log \frac{T_2'}{T_1};$$

ma se durante il secondo minuto, h ha il nuovo valore h' , il valore finale dell'eccesso della temperatura sarà T_1'' , e si avrà:

$$h' = \frac{C}{S} \log \frac{T_2'}{T_1''}.$$

Ne segue

$$\frac{h' - h}{h} = \frac{\log \frac{T_2'}{T_1''}}{\log \frac{T_2'}{T_1}}.$$

Da questa notando che, se $h' - h$ è molto piccola rispetto ad h , T_1'' e T_1' sono poco differenti, e indicando con t la durata del raffreddamento da T_0 a T_1 si ha

$$\frac{h' - h}{h} = \frac{\frac{1}{T_1''} (T_1'' - T_1')}{\frac{1}{t} \log \frac{T_0}{T_1}}.$$

Il valore di $\frac{h' - h}{h}$ che corrisponde a una divisione della scala, è quello per cui la variazione $T_1'' - T_1'$, che è anche la variazione della differenza tra le temperature delle saldature dovuta alla variazione di h , è la (3); sostituendo risulta

$$(4) \quad \frac{h' - h}{h} = \frac{t R}{\Phi T_1'' \log \frac{T_0}{T_1}} \Delta i.$$

centri di oscillazioni e funzioneranno come eccitatori hertziani a dimensioni infinitesime. L'azione elettrica in un punto dell'etere sarà la risultante di quelle dovute all'onda principale e alle secondarie delle molecole.

Calcoliamo l'azione di queste ultime.

Sieno $+e$ e $-e$ le quantità di elettricità che durante un'oscillazione si portano alle estremità opposte di un diametro δ di una molecola μ , e sia τ il periodo della oscillazione, periodo che si disse eguale a quello dell'onda principale. Il momento elettrico della molecola sarà:

$$q = e \delta \sin \pi \frac{t}{\tau}.$$

Sia O il punto dell'etere ove si cerca la risultante. Poichè la sfera d'azione di una molecola è piccolissima, consideriamo solo quelle che si trovano in una sfera S col centro in O e raggio eguale a quello dell'azione molecolare. Questa sfera potrà contenere molte molecole, ma sarà assai piccola rispetto a λ , sicchè potremo ritenere, senza errore, apprezzabile, che le molecole, in un dato istante vi si trovino tutte nella stessa fase, e che la f. e. m. vi si conservi sensibilmente costante.

Sia Oz la direzione di propagazione dell'onda elettromagnetica, ed Ox quella della f. e. m. Allora delle componenti di questa forza, solo la X sarà diversa da zero, e l'equazione del moto sarà:

$$(1) \quad K\mu \frac{d^2 X}{dt^2} = \frac{d^2 X}{dz^2}.$$

Poichè le molecole le abbiamo paragonate ad oscillatori, per aver le formule che ci danno la loro azione, riportiamoci a quelle date da Hertz pel suo oscillatore. Determinata la funzione $\Pi_1 = \frac{e\delta}{r} \sin \pi \left(\frac{r}{\lambda} - \frac{t}{\tau} \right)$, per le componenti della forza, esercitata in un punto, parallelamente e normalmente alla direzione dell'vibrazione eccitante, ha dato le formule:

$$(2) \quad \rho P_1 = \frac{dQ}{d\rho}, \quad \rho R_1 = -\frac{dQ}{d\rho} \quad \text{ove} \quad Q = \rho \frac{d\Pi_1}{d\rho}.$$

Prendiamo:

$$\Pi = \frac{e\delta}{r} \sin \frac{\pi}{\lambda} r \sin \frac{\pi}{\tau} t$$

le quali mostrano che in O anche la vibrazione dovuta alle onde secondarie è trasversale. Ricordando che:

$$q = e \delta \sin \frac{\pi}{\tau} t,$$

abbiamo:

$$P = -\frac{n\pi^2}{3\lambda^2} q \sum_i \frac{\sin \frac{\pi}{\lambda} r_i}{r_i} = \frac{a'}{\lambda^2} q,$$

$$\left(\text{ove } a' = -\frac{n\pi^2}{3} \sum_i \frac{\sin \frac{\pi}{\lambda} r_i}{r_i} \right).$$

Aggiungendo questa forza alla X nella (1) si ha:

$$(1') \quad K\mu \left(\frac{d^2 X}{dt^2} + \frac{a'}{\lambda^2} \frac{d^2 q}{dt^2} \right) = \frac{d^2 X}{dt^2}.$$

Ma (Mascart. *Leçons sur l'électricité*, § 90) il momento elettrico q è proporzionale alla f. e. m., secondo la formula

$$k \cdot d v \cdot F = q$$

ove F è la f. e. m., k il coefficiente di polarizzazione. Avremo dunque:

$$P = \frac{a'}{\lambda^2} k d v X = \frac{a}{\lambda^2} X \quad (a = a' \cdot k \cdot d v)$$

e la (1') darà.

$$K\mu \left(1 + \frac{a}{\lambda^2} \right) \frac{d^2 X}{dt^2} = \frac{d^2 X}{dt^2}.$$

Volendo soddisfare quest'equazione coll'integrale

$$X = m e^{\frac{2\pi i}{\lambda} (v - tz)}$$

si deve avere:

$$K\mu \left(1 + \frac{a}{\lambda^2} \right) = \frac{1}{V^2}$$

dalla quale risulta che la velocità di propagazione V dell'onda nel dielettrico è eguale a quella data da Maxwell ($1 : \sqrt{K\mu}$)

ossia, perchè $\frac{dQ}{dt} = i$

$$(3) \quad LC \frac{di}{dt} + Q = 0.$$

Poichè la molecola è conduttrice e polarizzabile dielettricamente in essa vi sarà corrente galvanica e corrente dielettrica, sicchè: $i = \gamma F + \frac{K}{4\pi} \frac{dF}{dt}$, ove γ è il coefficiente di conducibilità ed F la f. e. m. Di quest' ultima, una parte è dovuta all' onda principale, l' altra all' azione delle molecole che si trovano nella sfera d' attività della molecola considerata. La prima, per quanto si è detto sopra si riduce alla componente X , l' altra l' abbiamo indicata con P , sicchè $F = X + P$ e quindi:

$$i = \gamma (X + P) + \frac{K}{4\pi} \frac{d}{dt} (X + P)$$

e la (3) si trasforma nell' altra:

$$(4) \quad \frac{LCK}{4\pi} \frac{d^2P}{dt^2} + \frac{LCK}{4\pi} \frac{d^2X}{dt^2} + LC\gamma \frac{dP}{dt} + LC\gamma \frac{dX}{dt} + Q = 0.$$

Osservo ora che Q è la quantità di elettricità che si trova nella molecola al tempo t . Dette $+e$ e $-e$ le quantità massima e minima e τ_i il periodo, abbiamo $Q = e \sin \frac{\pi}{\tau_i} t$. E ricordando il valore di P dato dalla (2"), abbiamo:

$$Q = hP \quad \left(h = \frac{-3\lambda^2}{n\pi^2 \delta \Sigma (\sin \frac{\pi}{\lambda} r_i; r_i)} \right),$$

e di queste equazioni ne abbiamo n , cioè quante sono le molecole considerate.

Sostituendo nella (4) e dividendo per LC , otteniamo:

$$\frac{K}{4\pi} \frac{d^2P}{dt^2} + \gamma \frac{dP}{dt} + \frac{h}{LC} P + \frac{K}{4\pi} \frac{d^2X}{dt^2} + \gamma \frac{dX}{dt} = 0.$$

Volendo soddisfare questa equazione e la (1") con integrali della forma:

$$(5) \quad X = m e^{in(t-pz)} \quad P = m' e^{in(t-pz)}$$

Si vede che, per effetto delle onde secondarie, il suo valore $K\mu$ è aumentato di

$$\sum_i^n \frac{\frac{n^2 K}{4\pi} \left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi} \right) - n^2 \gamma_i}{\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi} \right)^2 + n^2 \gamma_i}.$$

E poichè $n = \frac{2\pi}{\lambda}$; ed $L_i C_i = \frac{\lambda_i^2}{(2\pi V)^2}$ ¹⁾ (ove λ_i è la lunghezza d'onda della molecola che vibra quando è sottratta alla influenza delle azioni esterne, avremo:

$$= K \left\{ 1 + \sum_i^n \frac{\frac{a}{\lambda^2} \left(\frac{b}{\lambda_i^2} - \frac{a}{\lambda^2} \right) - \frac{c}{\lambda^2}}{\left(\frac{b}{\lambda_i^2} - \frac{a}{\lambda^2} \right)^2 + \frac{c}{\lambda^2}} \right\}; \quad \frac{1}{V_1} = - \frac{V_0 K \mu}{2} \sum_i^n \frac{\frac{bc}{\lambda_i^2}}{\left(\frac{b}{\lambda_i^2} - \frac{a}{\lambda^2} \right)^2 + \frac{c}{\lambda^2}},$$

posto

$$\begin{cases} a = \pi K \\ b = h (2\pi V)^2 \\ c = (2\pi \gamma)^2. \end{cases}$$

Osservo che V_0 è la velocità dell'onda nel dielettrico, e V_1 il coefficiente d'assorbimento. Sostituendo nelle (5) ho:

$$X = m e^{+\frac{2\pi}{\lambda V_1}} \cdot e^{\frac{2\pi i}{\lambda} \left(t - \frac{z}{V_0} \right)}.$$

E poichè $\frac{1}{V_1}$ è negativa ($= -H$), avremo:

$$X = m e^{-\frac{2\pi}{\lambda} H} e^{\frac{2\pi i}{\lambda} \left(t - \frac{z}{V} \right)}.$$

1) Poincaré. Electricité et Optique, T. 2°, § 69.

Il problema è stato trattato da Gibbs: American Journal, Aprile 1882); del Koslov (Wiedemann-Aunalen, 1887); dall'Helmholtz (Wied. Ann., 1892); dal Drude (ibidem).

dovremo avere:

$$K_{\mu} n^2 X + K_{\mu} n^2 P = n^2 p^2 X$$

$$\sum_i^n \left(-\frac{n^2 K}{4\pi} + i n \gamma + \frac{h}{L_i C_i} \right); P + \sum_i^n \left(-\frac{n^2 K}{4\pi} + i n \gamma_i \right)$$

donde, eliminando P,

$$K_{\mu} \left[1 + \sum_i^n \frac{\frac{n^2 K}{4\pi} - i n \gamma_i}{-\frac{n^2 K}{4\pi} + \frac{h}{L_i C_i} + i n \gamma_i} \right] = p^2$$

ossia:

$$K_{\mu} \left[1 + \sum_i^n \frac{\left(\frac{n^2 K}{4\pi} - i n \gamma \right) \left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi} - i n \gamma_i \right)}{\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi} \right)^2 + n^2 \gamma_i^2} \right] =$$

Dalle (5) si vede che p è l'inversa della velocità d nel mezzo. Poniamo $p = \frac{1}{V_0} + \frac{i}{V_1}$ avremo:

$$p^2 = \frac{1}{V_0^2} - \frac{1}{V_1^2} + \frac{2i}{V_0 V_1}$$

che sostituita nell'equazione precedente, ci dà:

$$\frac{1}{V_0^2} - \frac{1}{V_1^2} = K_{\mu} \left\{ 1 + \sum_i^n \frac{\frac{n^2 K}{4\pi} \left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi} \right) - n^2 \gamma_i^2}{\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi} \right)^2 + n^2 \gamma_i^2} \right\}$$

$$\frac{2}{V_0 V_1} = -K_{\mu} \sum_i^n \frac{n h \gamma_i : L_i C_i}{\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi} \right)^2 + n^2 \gamma_i^2}$$

La 1^a di queste dà:

$$\frac{1}{V_0^2} = N^2 = K_{\mu} \left\{ 1 + \sum_i^n \frac{\frac{n^2 K}{4\pi} \left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi} \right) - n^2 \gamma_i^2}{\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi} \right)^2 + n^2 \gamma_i^2} \right\}$$

che dà l'indice di rifrazione.

Si vede che, per effetto delle onde secondarie, il suo valore $K\mu$ è aumentato di

$$\sum_i^n \frac{\frac{n^2 K}{4\pi} \left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi} \right) - n^2 \gamma_i}{\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi} \right)^2 + n^2 \gamma_i}.$$

E poichè $n = \frac{2\pi}{\lambda}$; ed $L_i C_i = \frac{\lambda_i^2}{(2\pi V)^2}$ ¹⁾ (ove λ_i è la lunghezza d'onda della molecola che vibra quando è sottratta alla influenza delle azioni esterne, avremo:

$$K \left\{ 1 + \sum_i^n \frac{\frac{a}{\lambda^2} \left(\frac{b}{\lambda_i^2} - \frac{a}{\lambda^2} \right) - \frac{c}{\lambda^2}}{\left(\frac{b}{\lambda_i^2} - \frac{a}{\lambda^2} \right)^2 + \frac{c}{\lambda^2}} \right\}; \quad \frac{1}{V_1} = - \frac{V_0 K \mu}{2} \sum_i^n \frac{\frac{bc}{\lambda_i^2}}{\left(\frac{b}{\lambda_i^2} - \frac{a}{\lambda^2} \right)^2 + \frac{c}{\lambda^2}},$$

posto

$$\begin{cases} a = \pi K \\ b = h (2\pi V)^2 \\ c = (2\pi \gamma)^2. \end{cases}$$

Osservo che V_0 è la velocità dell'onda nel dielettrico, e V_1 il coefficiente d'assorbimento. Sostituendo nelle (5) ho:

$$X = m e^{+\frac{2\pi}{\lambda V_1}} \cdot e^{\frac{2\pi i}{\lambda} \left(t - \frac{z}{V_0} \right)}.$$

E poichè $\frac{1}{V_1}$ è negativa ($= -H$), avremo:

$$X = m e^{-\frac{2\pi}{\lambda} H} e^{\frac{2\pi i}{\lambda} \left(t - \frac{z}{V} \right)}.$$

1) Poincaré. Electricité et Optique, T. 2°, § 69.

Il problema è stato trattato da Gibbs: American Journal, Aprile 1882); del Kolacek (Wiedemann-Aunalen, 1887); dall'Helmholtz (Wied. Ann., 1892); dal Drude (ibidem).

cresce con essa, e l'au
impiegata è rifrangibile

CHATELAIN E. U.

1131-1132). — L'A. de
ideata, abbastanza semp
pressa si comincia le o
ad acqua.

BORGMAN I. e PE
corpi cattivi conduttori
metodo descritto in un
cune ricerche sulla cap
versi, e su quella di al
resultati interessanti su
variare di alcune condi

FABRY CH. e PER
monocromatica (pp. 115
tenuti eccellenti risulta
monocromatica l'arco del
Arons. Quest'arco si fo
uno spazio chiuso e per
municazione con ciascu
spettro di questa sorge
son a vapore di mercur
come sorgente di luce 1

BERTHELOT D. *Soz*
mescolanza di due gas
(pp. 1159-1160). — L'A
che si poteva calcolare
mescolanze gassose, im
la diffusione vi si faces
Nota riferendosi ai res
mescolanze nell'ultimo
ciclo proposto si trova

PELLAT H. *Difetto*
zione fittizia dei dielettr
un esempio chiarissimo
o istantanea, è impotent
pra un dielettrico primiti
elettrico.

1) Comptes rendus, T. 125

2) Comptes rendus, 13 Giu

3) Comptes rendus, 27 Ma

lido si
dielett

L

non è
cia ne
brusca
zation
giunge
la pol
tempo

L

azoto e
lavoro
con la
termin
degli
dissoc
zioni

T

quale
e si d
di Na
Gibbe

C

studia
lore d
diluiti

F

sura i
di 4 c
sura,
di esse

L

riferen
altre i
di un
ricerca
per ri

1)

2)

3)

4)

L'A. non soltanto è riuscito a mettere in evidenza nettamente che una superficie di acqua elettrizzata avente una densità elettrica poco superiore a quella del suolo perde colla sua evaporazione alla temperatura ordinaria una parte della sua carica, ma ha pure misurato questa perdita. Il metodo tenuto consisteva nel determinare con un elettrometro a quadranti la perdita spontanea di un sistema elettrizzato e molto bene isolato comprendente un vaso molto appiattito, quando era vuoto oppure pieno di acqua alla temperatura del laboratorio.

Non elettrizzando prima il sistema l'A. trovò che coll'evaporazione non si produceva elettricità in modo sensibile.

BERTHELOT D. *Sopra un metodo puramente fisico per la determinazione dei pesi molecolari dei gas e dei pesi atomici dei loro elementi* (pp. 263-274). — L'A. mostra come per formare una scala di pesi molecolari siano da distinguere due metodi: un *metodo chimico* fondato sugli equivalenti chimici, e un *metodo fisico* fondato invece sulla legge di Gay-Lussac e sul principio di Avogadro.

I valori ottenuti coi due metodi non concordano esattamente perchè le densità teoriche dei gas, calcolate coi valori degli equivalenti forniti dall'analisi chimica non corrispondono che imperfettamente colle densità sperimentali trovate nelle condizioni ordinarie di temperatura e pressione. Questo disaccordo dipende dal fatto che il principio di Avogadro non potrebbe essere esatto per le varie temperature e pressioni altro che se i gas avessero la stessa compressibilità e lo stesso coefficiente di dilatazione.

Ora nessuna di queste due leggi è rigorosa. Ma risulta dalle esperienze di Regnault che i coefficienti di dilatazione dei vari gas si ravvicinano di più in più a la pressione diminuisce. Per conseguenza ammettere che a rarefazioni estreme i gas siano rigorosamente uguali.

La scala fisica dei pesi molecolari dei gas, si avvicina dunque tanto di più più la pressione è debole e si può avvicinarla quando si sostituiscano alle misurazioni prese sotto una pressione infinita.

La densità limite d'un gas non è puramente teorica, ma l'A. mostra come si può calcolarla quando si conosca la legge di dilatazione.

L'A. indica molti pesi molecolari determinati in questa maniera.

Annales

T. XVII. Lug

BERTHELOT. *Se energie chimiche* (pp. 47-48) determina la combustione dell'ossigeno. Esperienze sulla combinazione non a

LEDUC A. *I calori della caloria* (pp. 48-49) valente meccanico di risultati, molto diversi da quelli forniti dai nostri, discutere le cause di

Comincia dall'osservazione nella determinazione della segna, analizzandoli con certezza che regna nel coefficiente dei gas. Dai nostri si possono ritenere g

1° La capacità califica è la stessa per i gas corrispondenti.

2° Questa capacità califica atomi comuni nella

L'A. in ultimo capitolo sulla dilatazione dei

GUTTON G. *Ricerche elettriche da un condensatore* parte di questa Memoria talmente quali sono l'intensità d'un sistema trasmesso al filo secondari a cui giunge se

1° Le onde vibrano qualunque sia la causa che servono a far partire all'estremità del filo

2° Le onde partono dalla regione ove la forza elettromotrice è nulla.

2° Se due fili secondari sono paralleli per un certo tratto ai due primari e poi si piegano in avanti ad angolo retto, le onde primarie sono trasmesse senza cambiamento di fase, e l'onda secondaria ha un'intensità massima quando il filo primario e il secondario corrispondente sono paralleli per una lunghezza uguale ad un quarto della lunghezza d'onda.

3° Applicando un ponte ai fili secondari, le onde secondarie e primarie hanno una differenza di fase d'un semiperiodo al punto ove esse si separano, e l'intensità delle onde secondarie è massima quando il filo primario e secondario corrispondente sono paralleli sur una lunghezza uguale al quarto di lunghezza d'onda.

Nell'ultima parte l'A. determina la forma delle linee di forza elettrica nelle vicinanze d'un risonatore, e per determinare la direzione della forza elettrica in un punto del campo hertziano adopra un radioconduttore analogo a quello del Bose, nel circuito del quale trovasi un elettrometro capillare ed una f. e. m. di circa 0,1 volta. Trova che lungo un risonatore esistono dei punti ove la forza elettrica è nulla, e che se all'interruzione avvengono delle scintille, una parte dell'energia vi converge necessariamente.

DAHMS A. *Sulla congelazione dei miscugli d'acido acetico e d'acqua* (pp. 140-142). — L'A. osserva che i risultati a cui giunse il De Coppet (l. XVI degli *Annales*) sono perfettamente uguali a quelli che egli ha pubblicato nel 1897.

DE COPPET L. C. *Risposta alla Nota del Sig. A. Dahms* (pp. 142-144). — L'A. mostra di essere andato più avanti del signor Dahms, poichè ha determinato un secondo punto di solidificazione d'un miscuglio soprafuso d'acido acetico e acqua; punto situato 2° più basso del punto d'entossia. Fa poi altre osservazioni in difesa dell'opera sua.

G. ERCOLINI.

The Physical Review. Volume IX, Luglio e Agosto 1899.

SHEDD J. C. *Studio interferometrico delle radiazioni in un campo magnetico* - I (pp. 1-19). — Dopo aver fatta la storia dell'argomento, dalla quale risulta che avanti del Zeeman aveva il Fievez nel 1885-86 ottenuto un sensibile slargamento delle linee spettrali per opera del campo magnetico, l'A. enumera i difetti del metodo fotografico usato dal Zeeman per lo studio dei fenomeni in questione, e dimostra la superiorità del metodo interferometrico dovuto al Michelson. Riportata poi la teoria del Lorentz su questi fenomeni e quelle altre che in seguito ai risultati sperimentali necessariamente la sostituirono, Egli osserva che lo stato presente della questione può riassumersi come segue:

certa
dal v

frequ

quen

uno i
sto c
lisi c
nare
di st

trolit
comin
calor
loro
press
soluz
che i
di qu
ngua
eletti
nei c
tro il

deter

confe

camp
l'A. .
Mich
a 10
verse
sioni

ritar
unità

perat
ad o

Questo secondo
della luce perf

L'A. ha tr
lamina di sapon
La lamina forn
di due macchie
è quasi la met
12 μ . L'aggiu
zione della sec
è poi indipende
l'acqua, e dim

GRIFFITHS
diffusiva (pp. 5
voro (*N. Cim.*
zioni che il Fi
bassamento di
di una soluzior
quando la diffu
velocità con la
descritto nella

GRIFFITHS
velocità della d
— L'appareccl
due scompartin
diversi tubi, lu
vono per carica

Il coefficie
a quello col qu
gio della elettr
prezzabile.

L'A. calcol
ratura fra i du
di tutto l'appe
sione e dalla c
liquidi nei due
tenuti per una
rori dovuti a t

SHAKESPEA
alla determinaz
col cambiament
cazione allo stu
e di acciaio co
circolari di gh

Adoprando correnti alternanti, si ha da prima un allungamento; ma cessando la corrente il filo si contrae fino alla sua prima lunghezza.

Quest' osservazione suggerisce un metodo per determinare l'area d'isteresi. Infatti se d è la lunghezza del filo, n il numero delle alternazioni della corrente I , che produce un certo allungamento, e c la corrente continua che produce un allungamento uguale, si ha

$$n l \int H d I = C E$$

ove $\int H d I$ è l'energia dissipata ad ogni ciclo di magnetizzazione, ed E rappresenta la f. e. m. adoperata.

STONEY G. J. *Denudazione e deposizione* - Parte II (pp. 557-564). — È una replica alle osservazioni del Chree (*N. Cim.* (4), 10, p. 240), nella quale l'A. mostra che le ipotesi fatte sulla compressibilità della crosta terrestre dipendono quasi esclusivamente da fatti noti.

STONEY G. *La quantità di ossigeno dell'atmosfera, confrontata con quella della crosta terrestre* (pp. 565-566). — È facile calcolare che uno strato di acqua alto cm. 264, che coprisse tutta la terra, conterrebbe tanto ossigeno quanto ne contiene l'atmosfera.

Tenendo poi conto della composizione delle rocce, l'A. trova che la quantità d'ossigeno contenuto nell'atmosfera è circa un decimillesimo di quello contenuto nella crosta terrestre.

LORD RAYLEIGH. *Sul calcolo della frequenza delle vibrazioni fondamentali, con un esempio tratto dall'idrodinamica* (pp. 566-572). — L'A. indica un metodo per trovare con approssimazione la più piccola radice dell'equazione che rappresenta il moto di un sistema attorno ad una configurazione di equilibrio stabile.

A. STEFANINI.

virent vers la fin de l'été, quelque sécheresse qu'il fasse; les autres mois de l'année, malgré des pluies abondantes, son lit reste à sec.

« Ce torrent, comme il paroît aussi par la froideur de ces eaux, doit être produit par la fonte de quelqu'amas de neige qui se trouvant à l'abri des rayons du soleil pendant les premiers mois de l'été, en est frappée seulement vers la fin de cette saison et commence alors seulement à se fondre rapidement.

« Au reste il y a eu plus d'une fois des grands mouvements des eaux du lac produits par quelque cause extraordinaire et violente, des *aquaemoti*, comme nous les appellons, les comparant aux tremblements de terre, de quelles ceux-là ont dû dépendre quelques fois, ou être concomitents. Quelques fois aussi ils ont été occasionnés par des ravins ou éboulements des terrains ou des bancs de sable, par chute dans l'eau même de quelque pièce de montagne, etc.; d'autres fois en fin il a été impossible d'en deviner la cause. Tous ces cas assez rares et accidentels, ne pouvant conduire à aucune découverte de lois naturelles, ne méritent pas une grande attention de la part de l'observateur.

« Voilà les singularités plus remarquables que présente mon lac reserré entre des hautes montagnes, beaucoup plus étroitement que le vôtre. Des observations plus particulières qui concernent, non seulement sa topographie (et sa condition économique) mais aussi l'histoire naturelle, se trouvent dans un ouvrage publié il y a peu d'années par le savant *Abbé Charles Amoretti*, ci-devant Secrétaire de la Société patriotique de Milan et à présent bibliothécaire de l'Ambrosienne, membre de notre Institut national et de plusieurs Académies, sous le titre: *Viaggio ai tre laghi Maggiore, di Lugano e di Como* ¹⁾ avec une bonne carte, ouvrage qui vous aurait beaucoup servi dans votre course sur ces lacs et qui pourrait vous servir encore après.

« Pour moi j'ai fait peu d'observation de ce genre. J'en ai fait seulement quelques unes qui regardent la Physique et particulièrement la Météorologie, comme sur la formation des orages qui naissent si fréquemment dans certaines vallées, sur leur périodicité ou retour au même endroit et à la même heure, etc.; et

1) La prima edizione di quest'opera è del 1794.

res en vapeurs élastiques et j' ai vu en ce cas la raison pourquoi la présence du soleil est nécessaire à la formation de la grêle et la saison et les heures où ces rayons ont plus d'activité y sont plus favorables. Les vapeurs élastiques dans lesquelles se transforme par l' action du soleil la partie supérieure du premier nuage, en même temps qu' elles lui enlèvent beaucoup de chaleur se l' appropriant et le rendant latent, emportent aussi beaucoup de fluide électrique au point de lui ôter l' électricité en plus qu' il avait d' origine et même de l' électriser en moins.

« J' ai examiné souvent avec l' hygromètre à cheveu l' humidité du soir et de la nuit sur le lac à différentes distances de terre et j' ai trouvé et constaté que en été et par un temps calme pendant toute la nuit et surtout les premières heures après le coucher du soleil, plus on s' éloigne du rivage et moins l' air est humide: ce que j' ai cru pouvoir expliquer par la chaleur toujours renouvelée que l' eau du lac conserve à sa surface dans ces heures plus que la terre, qui se refroidit promptement surtout où elle est couverte d' herbes et de plantes. Cette chaleur du lac à la surface se communique à l' air qui repose dessus et la raréfiant doit produire un léger vent vertical, ou une colonne d' air ascendant, pour remplacer laquelle y recourra l' air environnant d' en bas et formera ces petits vents de terre, qui règnent en effet dans ces heures. Ces vents frais et humides à mesure qu' ils entrent dans la colonne ascendente chaude, participant à cette chaleur, acquerront de la sécheresse, ou pour mieux dire, retrogradent dans l' échelle hygrométrique, attendu que la quantité de vapeur dont ils étaient chargés, fût-elle au maximum, reste de plusieurs degrés inférieure à la quantité requise pour le maximum de la nouvelle température que prend cet air. On comprend que pour que cette marche vers la sécheresse soit la plus marquée, il faut que le vent de terre, dont je parle, soit très-léger; autrement la grande masse d' air frais et humide arrivée en peu de temps à la même place sur le lac ne peut être échauffée que très-peu et reste par conséquent presque aussi près de l' humidité extrême qu' elle était auparavant. C' est en effet lorsque le vent de terre était insensible, ou presque, que j' ai observé la plus grande différence entre l' humidité de l' air, soit aux bords du lac, soit plus intérieurement dans les terres, et celui sur le lac à une distance considérable

RECIPROCIITÀ NEI FENOMENI MAGNETO-OTTICI.*Ricerche sperimentali del Dott. O. M. CORBINO.*

1. Le ultime investigazioni nel campo della elettroottica hanno richiamato l'attenzione su antichi tentativi o su previsioni teoriche riguardanti le azioni reciproche tra la luce e il campo magnetico.

Una di queste previsioni enunciata dal Fitzgerald ¹⁾ e dal Gray ²⁾, riguardante la possibilità di creare un campo magnetico con la propagazione di un raggio circolare in un mezzo assorbente, aspetta la sanzione sperimentale dai due illustri fisici inglesi, mentre il Prof. Righi ³⁾, sia richiamando risultati anteriormente ottenuti, sia comunicando l'esito di sue esperienze recenti, ha dimostrato che la previsione stessa non si verifica coi mezzi di cui noi disponiamo.

E così ritorna di attualità il risultato interessantissimo ottenuto dallo Sheldon ⁴⁾, la creazione cioè di un campo magnetico per mezzo di un fascio di luce a piano di polarizzazione girante; risultato contro il quale furono sollevate delle obiezioni, ma che non fu, per quanto è a mia conoscenza, contestato da nuove esperienze che abbian dato esito negativo.

Con le questioni precedentemente ricordate si rilega strettamente un'altra che può essere enunciata così: Data l'azione esercitata da un mezzo trasparente trovantesi in un campo magnetico sulla luce polarizzata che lo attraversa, esiste una reazione della luce sul mezzo magnetizzato tale da modificare, anche lievemente, l'intensità del campo?

In questa Nota vengono comunicate delle esperienze eseguite allo scopo di risolvere tale questione; e delle altre de-

1) Nature, 5 Gennaio 1899, pag. 222.

2) Nature, 16 Febbraio 1899, pag. 367.

3) Rend. Lincei, 8, 5., fasc. 7, pag. 325, 1899.

4) The American Journal of Science, t. 90, p. 196, 1899.

Si mandava allora nel tubo il fascio di luce polarizzata rettilineamente o circolarmente e interrotto 300 volte al secondo per mezzo di un disco forato messo in rotazione da un motore elettrico. Se l'illuminazione avesse apportato delle modificazioni alla intensità del campo magnetico si sarebbe prodotta una forza elettromotrice periodicamente variabile al polo isolato del secondario del rocchetto. Invece l'ago non manifestò deviazione sensibile.

Per valutare la sensibilità del metodo sia M il coefficiente di induzione mutua dei due rocchetti interno ed esterno e i l'intensità della corrente nel primario. Sarà

$$\phi = M i$$

il flusso di induzione attraverso al secondario. La forza elettromotrice in esso indotta per una variazione periodica del campo sarà data in valore assoluto da

$$E = \frac{d\phi}{dt}$$

e quindi indicando con T il periodo di variazione del campo e con $\Delta\phi$ la variazione massima del flusso

$$E_{media} = \frac{2}{T} \int_0^{\frac{1}{2}T} E dt = \frac{2\Delta\phi}{T}$$

Supponendo, in prima approssimazione, che il campo vari sinusoidalmente si ha quindi

$$E_{efficace} = 1,1 E_{media} = \frac{2,2\Delta\phi}{T}.$$

Chiamiamo S la superficie totale del secondario e H l'intensità *media* del campo; sarà

$$\phi = M i =$$

cioè indicando con ΔH la variazione della intensità alla variazione $\Delta\phi$ del flusso,

$$\frac{\Delta H}{H} = \frac{T}{2,2 M}$$

Fu trovato d'altra parte

$$M = \text{henry } 0,11$$

cosicchè essendo $\frac{1}{10}$ di volta la minima forza elettromotrice costante o efficace che poteva essere rivelata dall'elettrometro,

$$T = \frac{1}{300}, \quad \text{e} \quad i = 14 \text{ ampère}$$

si avrà approssimativamente

$$\frac{\Delta H}{H} = \frac{1}{10000}.$$

Quindi la luce non fa variare il campo di $\frac{1}{10000}$ del suo valore primitivo.

b) In una seconda disposizione sperimentale mi son servito di una grande elettrocalamita tra i poli forati della quale fu disposto un parallelepipedo di *flint* pesante circondato da un rocchettino. Questo con una resistenza addizionale di 10 milioni di ohm fu messo in comunicazione con un galvanometro reso balistico. Invertendo il campo nella elettrocalamita il galvanometro accusava una deviazione di 4 divisioni.

Lasciando chiuso il campo si escludeva dal circuito del galvanometro la grande resistenza in modo che la resistenza residua di tutto il circuito fosse di 40 ohm. Per produrre allora uno spostamento dell'ago di 4 divisioni sarebbe bastata una variazione del campo eguale a $\frac{1}{125000}$ del valore di prima.

In conseguenza, per i piccoli tremiti del rocchetto, l'ago non manteneva una posizione stabile, e solo in alcuni momenti eccezionali di tranquillità si ottenne che le sue oscillazioni si limitassero in un campo di cinque divisioni. Si approfittò di tali istanti per mandare un fascio solare, polarizzato rettilineamente o circolarmente, nel parallelepipedo; non si poté constatare nessuna variazione nelle escursioni dell'ago; mentre una variazione del campo di $\frac{1}{100000}$ del suo valore avrebbe prodotto cinque divisioni di spostamento e quindi una perturbazione certo visibile nei movimenti dell'ago.

di due raggi circola
e precisamente il nu
piano di polarizzazio
di vibrazioni per sec

Viceversa due r
diverso numero di v
raggio di luce il cui
tinuo compiendo n r
due immagini coniug
dello stesso numero
esse, per es. a B, u
Nel punto M dello s

. B'
A . . . B
 . B'

M

tratto in ragione d
arrivare in M e neg
piano di polarizzazio

E se si fanno es
B delle oscillazioni t
guirà corrispondente
e un numero eguale

6. Qualunque di
naturale si abbiano
piano di polarizzazio
di luce circolare inv

Una disposizione,
la seguente.

Come nel refratt
paralleli, provenienti

7. Non sper
ficoltà inerenti
esperienze, di u

sma. La luce che
rizzazione giran

È facile cal
di Doppler e qu

Siano A e I
emanano raggi

Lo specchie
magini A' , B' ; i
tempo t si avra
tra i numeri di
di A e B, dov' è

ove t indica la
dello specchio. .
sto in un secon

e quindi la differenza tra i numeri di vibrazioni apparenti delle due immagini, per ogni secondo, cioè il numero di giri a secondo del piano di polarizzazione, sarà

$$\frac{N}{\tau} = \frac{4 n \pi}{\lambda} l.$$

Nel caso delle esperienze, essendo $n = 50$ e $d = 1,5$ mm., questo numero era quindi circa 2 milioni per secondo ¹⁾.

Allo schermo fu sostituito un rocchetto a moltissimi avvolgimenti. Si regolavano le cose in modo che per una posizione opportuna dello specchietto mobile il fascio riflesso traversasse completamente la cavità interna del rocchetto, nella quale si era collocato un tubo di vetro pieno di solfuro di carbonio; e allora la luce emergente, esaminata con un nicol e l'oculare di Fresnel, dava un sistema di frange ben nette che si spostavano quando si girava il nicol, come si osserva con l'interferenza dei raggi circolari inversi. Senza il nicol la luce emergente non manifestava traccia di frange, tranne delle lievi iridescenze dovute al fatto che la mica produceva il ritardo di $\frac{1}{4}$ d'onda solo per la luce gialla.

Lo specchietto era messo in rotazione da un motore a orologeria animato da un peso. Gli estremi del rocchetto erano in comunicazione o con l'elettrometro di Mascart reso idiostatico, o con un telefono ove si sarebbe dovuto sentire un suono corrispondente a 50 vibrazioni doppie, perchè cinquanta volte al secondo dal fascio luminoso girante si sarebbe prodotto entro al rocchetto il campo magnetico.

Le esperienze furono ripetute diverse volte, cambiando il rocchetto, o le distanze. Non si intese mai traccia di suono al telefono nè si osservò alcuna deviazione all'elettrometro, mentre l'effetto avrebbe dovuto essere circa 6000 volte maggiore di quello trovato dallo Sheldon. Il suono osservato da questo fisico deve attribuirsi dunque, molto probabilmente, a cause disturbatrici.

Palermo, Istituto Fisico della R Università
Novembre 1899.

1) Evidentemente invece che al biprisma seguito dalla bilamina a quarti d'onda si sarebbe potuto ricorrere al parallelepipedo di quarzo di Fresnel che anch'esso di una sorgente di luce polarizzata dà due immagini da cui emanano raggi circolari inversi, o ricevere sullo specchietto girante la luce che esce dal parallelepipedo.

TABELLA II.

| D | C _p | C _t | C _a | $\frac{C_t}{C_p}$ | $\frac{C_a}{C_p}$ | $\frac{C_a}{C_t}$ | C | L | P | S | T | δ |
|-------|----------------|----------------|----------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------|------|-----|-----|-----------|--------|
| 1 | 12,5 | 40 | 30 | 3,20 | 2,40 | 0,75 | 0,008 | 1930 | 2,9 | 280 | 0,0000007 | 0,0011 |
| 1 1/2 | 11 | 30 | 50 | 2,72 | 4,50 | 1,66 | " | " | " | " | " | " |
| 2 | 11 | 26 | 61,5 | 1,85 | 4,60 | 2,48 | " | " | " | " | " | " |
| 2 1/2 | 13,5 | 20 | 67 | 1,48 | 4,96 | 3,35 | " | " | " | " | " | " |
| 3 | 13,5 | 15,5 | 71 | 1,14 | 5,25 | 4,58 | " | " | " | " | " | " |
| 1 | 15 | 41 | 44 | 2,73 | 2,93 | 1,07 | " | 2470 | " | " | 0,0000008 | 0,0010 |
| 1 1/2 | 17 | 24 | 64 | 1,41 | 3,76 | 2,62 | " | " | " | " | " | " |
| 2 | 16,5 | 23 | 65 | 1,39 | 4,00 | 2,82 | " | " | " | " | " | " |
| 2 1/2 | 16 | 19 | 86 | 1,31 | 5,37 | 4,52 | " | " | " | " | " | " |
| 3 | 17 | 21 | 96,5 | 1,23 | 5,67 | 4,59 | " | " | " | " | " | " |
| 1 | 19 | 23 | 47 | 1,21 | 3,05 | 2,04 | 0,016 | " | 1,5 | " | 0,0000011 | 0,0008 |
| 1 1/2 | 28 | 34 | 100 | 1,21 | 3,57 | 2,64 | " | " | " | " | " | " |
| 2 | 33 | 23,5 | 120 | 0,71 | 3,63 | 5,10 | " | " | " | " | " | " |
| 2 1/2 | 35 | 22,5 | 129,5 | 0,64 | 3,70 | 5,21 | " | " | " | " | " | " |
| 3 | 36 | 22 | 142 | 0,61 | 3,94 | 6,00 | " | " | " | " | " | " |
| 1 | 16,5 | 28 | 60 | 1,69 | 3,63 | 2,14 | 0,008 | " | 0,4 | " | 0,0000008 | 0,0010 |
| 1 1/2 | 23,5 | 29 | 144 | 1,23 | 5,23 | 4,95 | " | " | " | " | " | " |
| 2 | 22 | 24 | 142,5 | 1,09 | 6,47 | 5,27 | " | " | " | " | " | " |
| 2 1/2 | 21,5 | 18 | 151 | 0,83 | 7,02 | 8,38 | " | " | " | " | " | " |
| 3 | 22,5 | 15 | 150 | 0,66 | 7,11 | 10,66 | " | " | " | " | " | " |

Il rapporto della quantità di calore svolta dalla scintilla nell'aria a quella nel tubo cresce con la distanza esplosiva; così pure cresce il rapporto fra le quantità di calore sviluppate rispettivamente nella scintilla e nella spirale, mentre decresce il rapporto tra la quantità di calore svolta nel tubo e quella nella spirale; e ciò per tutte le rarefazioni e per tutte le autoinduzioni usate nelle mie esperienze.

TABELLA IV.

| | | | | | | | | | | | | |
|---|------|-----|----|------|------|-------|-------|------|-----------|--------|-----|----|
| " | 11,8 | 4,7 | 81 | 0,39 | 7,11 | 17,87 | 0,032 | " | 0,0000013 | 0,0015 | " | " |
| " | 13,6 | 4,5 | 82 | 0,33 | 6,02 | 18,22 | 0,010 | " | 0,0000015 | 0,0016 | " | " |
| 3 | 10 | 8 | 71 | 0,80 | 9,10 | 11,37 | 0,008 | 4780 | 0,0000011 | 0,0004 | 0,5 | 90 |
| " | 11,5 | 6,5 | 89 | 0,14 | 7,73 | 13,79 | 0,016 | " | 0,0000016 | 0,0006 | " | " |
| " | 13,3 | 6 | 85 | 0,15 | 6,39 | 11,16 | 0,024 | " | 0,0000020 | 0,0007 | " | " |
| " | 14,0 | 4,5 | 81 | 0,32 | 5,78 | 18,00 | 0,032 | " | 0,0000023 | 0,0008 | " | " |
| " | 16,2 | 4 | 77 | 0,24 | 4,69 | 19,25 | 0,040 | " | 0,0000027 | 0,0010 | " | " |

La tabella dimostra che anche quando si fa variare il periodo d'oscillazione mantenendo fissa l'autoinduzione e variando invece la capacità, i rapporti fra le quantità di calore svolte nei vari apparecchi cambiano nello stesso modo di quando si muta l'autoinduzione mantenendo fissa la capacità, fatta eccezione del rapporto tra la quantità di calore svolta dalla scintilla nell'aria e quella nel circuito metallico, giacchè esso cresce col crescere dell'autoinduzione, mentre invece decresce col crescere della capacità.

e) Infine ho messo insieme i risultati di quando le oscillazioni della scarica avevano lo stesso periodo, ma diverso smorzamento; e poi quelli in cui le oscillazioni di vario periodo avevano lo stesso smorzamento.

rità di tutte le altre condizioni, col crescere della rarefazione, della distanza esplosiva, dello smorzamento e del periodo d'oscillazione.

3° Il rapporto fra la quantità di calore svolta nella scintilla a quella svolta nel circuito metallico diminuisce col crescere della rarefazione, della capacità, dello smorzamento e del periodo d'oscillazione, mentre aumenta col crescere della distanza esplosiva e dell'autoinduzione.

Dall'Istituto di Fisica della R. Università di Pisa,
Novembre 1899.

**SUL COMPORTAMENTO DI ALCUNI CORPI PORTATI AD ELEVATA TEMPERATURA
RISPETTO AI RAGGI X.**

Comunicazione del Prof. A. VOLTA

fatta alla Società Italiana di Fisica nel Settembre 1899.

Le attuali esperienze mi furono suggerite dalla osservazione fattami lo scorso anno dall'esimio Prof. Röntgen e pubblicata in fine della mia comunicazione su questo stesso argomento ¹⁾, e dal dubbio che il riscaldarsi della patina fotografica avrebbe per avventura potuto influire sulla sua sensibilità. Questo dubbio mi venne espresso gentilmente in via privata dai signori Malagoli e Bonacini ma già era nato anche in me, come dichiarai nella mia prima comunicazione, sebbene non l'avessi con istudio speciale appurato.

Circa il primo fatto, faccio rilevare che il processo attinometrico, cioè di una semplice e diretta osservazione, mal si presta a far conoscere piccole differenze nei poteri criptoscopici delle sostanze sottoposte all'esperienza; il processo fotografico io lo ritengo quindi migliore, perchè posso aumentare la durata di posa e per quel tempo che più si conviene. Questa, infatti, potei constatare, vuol essere meno prolungata nelle esperienze sulla trasmissione che in quelle sulla diffusione, trat-

1) Veggasi Nuovo Cimento, fasc. di Ottobre 1898.

tandosi nel primo caso di raggi secondari: poi vuolsi aver riscontro del corpo sperimentato,

Una durata di posa troppo breve o la piccola trasparenza conoscibile anche nel caso di circostanze e perchè vuolsi un secondo le sostanze, non si hanno risultati di esperienze diverse.

Ritenuto che il processo indica il carattere della squisitezza e l'influenza dello scaldamento e sensibilità: a questo scopo in doppio fondo, attraverso l'intercolare acqua alla voluta temperatura, fatte sempre col metodo di irradiazione rontghiana a 50° e cioè ad essere impressionata prima a temperature più basse: più calda e la fredda: invece la differenza era nulla fino a 60° e grafica: ciò forse in causa dei raggi secondari. Non potei sperimentare essendosi rotto il termosifone.

In seguito a ciò ripetei uscendo pellicole invece di lastre applicai a lamine di alluminio e irradiazione d'acqua sempre fredda e sotto la pellicola, ma evitavo le lastre penetrabili, che sarebbe mancate penetrabili.

Si sperimentò, colle opposte di posa, sul platino, sul carbonio in luogo della steatite e fu facile a ridursi in lamine sottili uniformi dello spessore di mi-

Le esperienze per diffusione dei raggi X sulle tre citate sostanze corrisposero ai risultati già esposti a questa Società. Quelle sui raggi trasmessi, poichè lo scorso anno aveano lasciata molta incertezza; mi occuparono più specialmente, tanto più che si trattava di ben assicurarsi che l'azione dello scaldamento della sostanza contrariasse la facoltà trasmettente poichè ne aumentava la diffusiva. La difficoltà dell'esperimento quì poi diventava maggiore perchè lo scaldamento della patina già più efficace in questo che nell'altro caso, operava nel senso di mascherar l'effetto che si attendeva dall'esperienza.

Col carbone usai lamine spesso mm. 2 e posa breve e riescii qualche volta ad ottener men marcata l'impressione pei raggi dal carbone incandescente; nè mai avvenne il contrario: risultato questo molto eloquente. La mica si comportò analogamente in seguito a pose alquanto più lunghe cioè di 10 minuti circa. In tutte queste esperienze mi aiutò l'egregio sig. Faustino Anderloni che godo ricordare e ringraziare.

Da quanto precede credo di poter concludere:

- le esperienze dello scorso anno sono attendibili;
- lo scaldamento della patina fotografica quantunque modifichi la sua sensibilità specialmente per i raggi trasmessi, come giustamente dubitarono i signori Malagoli e Bonacini, non arriva ad infirmare i risultati quando si usino le opportune precauzioni;

- Questa influenza della temperatura sulle proprietà crioscopiche delle sostanze merita un completo studio.

SUL COMPORTAMENTO DEI CORPI NELLA TRASFORMAZIONE DEI RAGGI RÖNTGEN.

(Risposta al Signor G. SAGNAC)

di R. MALAGOLI e C. BONACINI.

In seguito alla pubblicazione nell'*Eclairage électrique* (30 Settembre 1899) della nostra Nota « sul comportamento dei corpi nella trasformazione dei raggi Röntgen », che già era apparsa nel fascicolo di Aprile di questo giornale, il Sig. Sagnac indirizza all'*Eclairage* una lettera, inserita nel numero

del 21 Ottobre a
questione, si lin
lavori, che non

Cominciamo
egli ci fa di ma
tere tutt' al più,
gabile, nelle sue
dei corpi, più ch
buire alla evide

Quanto al r
gliarci:

α) che il S
ispirati alla sem
tre le nostre No
stro lavoro appa
a tutti i lavori
altre un comple

β) che egli
esperienze del l
stra pubblicazio
tutta una serie

γ) che egli
rienze fatte col
Nota noi rivend
posito! (pag. 48

δ) che influ
a des simples e
già ampiamente
per questo meto
gioni per cui ag
todo stesso non
questione specia

Nessuna du
denti (*Eclairage*
gnac, colpisce i
deduzioni.

Modena, 5

Fino dall'epoca in cui si iniziò la polemica sul lavoro del Lussana mi era sembrato interessante di eseguire uno studio dettagliato dell'attrito interno dell'acqua e delle soluzioni acquose in vicinanza alla temperatura del loro massimo di densità, per vedere se l'anomalia summenzionata esisteva e m'ero proposto di farlo appena ne avessi avuto il tempo.

Ora ho completato le misure relative all'acqua e sono giunto a risultati che mi sembrano di qualche interesse e che qui riferisco.

2. Il metodo di misura adottato nelle mie esperienze è quello di efflusso attraverso a tubi capillari. L'insieme degli apparecchi adoptrati è disegnato nella figura 1 della tavola II che è unita a questa nota. La chiarezza della figura mi sembra sufficiente per dispensarmi dal descrivere, dettagliatamente le singole parti. Mi limiterò solo a dire che le boccie comunicanti L M, ripiene per metà di acqua, costituiscono l'apparecchio di compressione destinato a far muovere il liquido nei tubi capillari; il grande recipiente E F della capacità di circa 50 litri, pieno di acqua, rappresenta il bagno a temperatura costante; $p q$ è una grande provetta di vetro che pesca nel bagno, essa è riempita di acqua e contiene i tubi di efflusso.

Questi ultimi sono due tubi capillari di vetro a e b (vedi figura 2) di eguale lunghezza e raggio posti verticalmente uno di fianco all'altro; essi sono riuniti inferiormente da un tubo C del diametro di 5 o 6 mm. e sono sormontati da due bulbi A e B i quali si prolungano in alto in due cannelli d ed e alti 30 cm. e larghi 1 cm.

Le bocche di questi cannelli sono chiuse da due tappi di gomma R e S attraversati ciascuno da un tubo di vetro munito di robinetto; a 5 o 6 cm. dalla estremità superiore dei cannelli, d ed e sono saldati ad essi in direzione orizzontale e dalla stessa parte due altri cannelli g e h i quali per mezzo di un tubo di gomma sono collegati a due rami differenti di un robinetto a tre vie T il cui terzo ramo comunica coll'apparecchio di compressione (vedi fig. 1). Il bulbo A è munito di due strozzature una in alto e l'altra in basso, sulle quali è stato inciso tutto in giro coll'acido fluoridrico un sottile

controllato continuo
quelle di un ottimo

La pressione ci
tubi di efflusso la
manometro ad aria
cia M dell'apparec-
tura di pressione fu

3. Le misure di
di Poiseuille vengo-
capillare orizzontale
generale a questa
che questa formula
di efflusso abbia la

I valori del coe-
minati, li ho espre-
mezzo della formul

$$\eta =$$

in cui π rappresent
tro, P la pressione
fico a 0° del mercu
Padova, t il tempo
raggio dei tubi cap

Ho eseguito tre
flusso di differenti
sunti nella tabella
presentano la medi
I numeri fra paren
quale le η furono d

L'acqua adopr
una in un alambicc
Jena.

Le due prime s
tra durante l'inver
altre due.

*fino a circa
circa i 2°;*

Questo
curve con i

Onde si
ricavato da
8° i valori
cimo il coe
trito, rappre

Coi val
lati per int
si può cons
tenere i co
tre curve c
tima figura
e per ordin

Queste
di temperat
e i 6 gradi
prima serie
la seconda
la terza il
valori medi
e per il mi

Nella t
le serie di
tra i valori
vito per la

1) I risult
stenza del mass
molto con quel
detti massimo e
buio soprattutto
che avea soggie
molto probabile

| Temperatura | 1 ^a SERIE. | | | | | | | | |
|-------------|--------------------------------|---------------------|----------|--------------------------------|-----------|--------|--------------------------------|-----------|--------|
| | η in unità C. G. S. | $\eta'_2 - \eta'_1$ | α | η in unità C. G. S. | | | η in unità C. G. S. | | |
| 4,0 | 0,015801 | -0,000048 | -0,030 | 0,015659 | -0,000049 | -0,031 | 0,015669 | -0,000053 | -0,034 |
| 1 | 753 | 46 | 29 | 610 | 48 | 31 | 616 | 53 | 34 |
| 2 | 707 | 45 | 28 | 562 | 46 | 30 | 563 | 52 | 33 |
| 3 | 662 | 42 | 27 | 516 | 45 | 29 | 511 | 51 | 33 |
| 4 | 620 | 45 | 29 | 471 | 45 | 29 | 460 | 51 | 33 |
| 5 | 575 | 46 | 29 | 426 | 47 | 30 | 409 | 50 | 32 |
| 6 | 529 | 49 | 31 | 379 | 52 | 34 | 359 | 49 | 32 |
| 7 | 480 | 50 | 32 | 327 | 5 | | | | |
| 8 | 430 | 50 | 32 | 275 | 5 | | | | |
| 9 | 380 | 50 | 32 | 224 | 5 | | | | |
| 5,0 | 330 | 50 | 33 | 174 | 5 | | | | |
| 1 | 290 | 50 | 33 | 124 | 4 | | | | |
| 2 | 230 | 50 | 33 | 075 | 4 | | | | |
| 3 | 180 | 50 | 33 | 026 | 4 | | | | |
| 4 | 130 | 49 | 32 | 0,014979 | 4 | | | | |
| 5 | 081 | 49 | 32 | 932 | 4 | | | | |
| 6 | 032 | 48 | 32 | 886 | 4 | | | | |
| 7 | 0,014984 | 47 | 31 | 840 | 4 | | | | |
| 8 | 937 | 46 | 31 | 795 | 4 | | | | |
| 9 | 891 | 45 | 30 | 750 | 4 | | | | |
| 6,0 | 846 | 45 | 30 | 705 | 4 | | | | |
| 1 | 801 | 44 | 30 | 661 | 4 | | | | |
| 2 | 757 | 45 | 30 | 617 | 4 | | | | |
| 3 | 712 | 44 | 30 | 573 | 4 | | | | |
| 4 | 668 | 45 | 31 | 529 | 4 | | | | |
| 5 | 623 | 44 | 30 | 486 | 4 | | | | |
| 6 | 579 | 44 | 30 | 443 | 4 | | | | |
| 7 | 535 | 43 | 30 | 400 | 4 | | | | |
| 8 | 492 | 40 | 30 | 357 | 4 | | | | |
| 9 | 449 | 43 | 30 | 315 | 4 | | | | |
| 7,0 | 406 | 43 | 30 | 272 | 4 | | | | |
| 1 | 363 | 42 | 29 | 229 | 4 | | | | |
| 2 | 321 | 42 | 29 | 186 | 4 | | | | |

| 1ª SERIE. | | | 2ª SERIE. | | | 3ª SERIE. | | |
|--------------------------------|-----------------------------------|----------|--------------------------------|-----------------------------------|----------|--------------------------------|-----------------------------------|----------|
| η in unità C. G. S. | $\eta'_{\infty} - \eta'_{\infty}$ | α | η in unità C. G. S. | $\eta'_{\infty} - \eta'_{\infty}$ | α | η in unità C. G. S. | $\eta'_{\infty} - \eta'_{\infty}$ | α |
| 0,014279 | -0,000042 | -0,029 | 0,014143 | -0,000043 | -0,030 | 0,014133 | -0,000042 | -0,030 |
| 237 | 41 | 29 | 100 | 43 | 30 | 091 | 43 | 30 |
| 196 | 42 | 29 | 057 | 42 | 30 | 048 | 42 | 30 |
| 154 | 42 | 30 | 015 | 42 | 30 | 006 | 41 | 29 |
| 112 | 42 | 30 | 0,013973 | 42 | 30 | 0,013965 | 42 | 30 |
| 070 | 42 | 30 | 931 | 42 | 30 | 923 | 41 | 29 |
| 028 | 41 | 29 | 889 | 41 | 29 | 882 | 42 | 30 |
| 0,013987 | | | 848 | | | 840 | | |

Conclusioni.

Dalle mie ricerche parmi si possano ricavare le seguenti conclusioni :

1° In prossimità ai 4° il coefficiente di attrito interno dell' acqua distillata presenta una anomalia che si rende visibile per mezzo di un flesso nella curva che rappresenta detto coefficiente in funzione della temperatura.

2° Il coefficiente di temperatura dell' attrito interno dell' acqua distillata presenta tra i 4° e i 5° un massimo ed un minimo.

3° Data la relazione esistente tra i coefficienti di temperatura dell' attrito interno e quello della resistenza elettrica è verosimile che una anomalia dello stesso genere di quella riscontrata esista anche per la resistenza elettrica dell' acqua distillata e delle soluzioni acquose.

4° I risultati ottenuti dal Lussana sulla anomalia della resistenza elettrica delle soluzioni acquose, trovano una conferma indiretta nei miei.

SU ALCUNE ESPERIENZE ESQUITE COLL' INTERRUPTORE DI WEHNELT.

Nota del Dott. G. PACHER ¹⁾.

1. Ho costruito per uso della scuola degli interruptori di Wehnelt di forma e dimensioni diverse, per studiare il loro comportamento nelle scariche nella rarefatta, nella carica dei condensatori correnti di Tesla e delle oscillazioni H.

Il tipo di interruttore che ho preferito è di vetro della capacità di circa 1 cm. (diametro internamente fino a metà altezza da una parte) che comunica coll' esterno per mezzo di un filo di piombo, che sale fino al bordo del vetro e si infuori.

Un coperchio di legno verniciato porta tutto in giro su una circonferenza. Sull' interno di ognuno dei quali sta fissata una provetta. In ciascuna è saldato un filo di platino (anodo) di 1 cm. di lunghezza, che sporge per un piccolo tratto. Le parti sporgenti variano da provetta a provetta secondo una scala decrescente da 2 cm. a mezzo cm. Le provette sono in parte riempite di mercurio in rame che è fissato al tappo che chiude il bicchiere. Il bicchiere è riempito di acqua acidulata al 10 %. Ricorrendo all' una o all' altra delle provette degli interruptori più o meno rapidamente dall' uno all' altro. Le saldature di platino le ho ottenute adattando provette dello smalto facilmente fusibile sul fondo in modo che lo smalto acquisti consistenza quindi saldando allo smalto il filo.

¹⁾ Dagli Atti del R. Istituto Veneto di Scienza, Lettere ed Arti, parte 2, p. 777-785. — Lavoro eseguito nell' Istituto di Fisica di Padova.

Nelle mie esperienze ho fatto uso di un grande rocchetto di Ruhmkorff (capace di dare nell' aria una scintilla di 30 cm.) e lo ho eccitato o con una dinamo Gramme a corrente continua della f. e. di 60 volta, o con una batteria di 16 accumulatori di media grandezza.

2. *Le scariche nell' aria libera e rarefatta*, sono di una potenza veramente straordinaria, e di effetto meraviglioso. Degno di menzione è il seguente fenomeno che ho osservato con un tubo di vetro della lunghezza di un metro e del diametro di 5 cm., con elettrodi di alluminio, in cui faceva il vuoto con una macchina pneumatica a mercurio: — Alla pressione di circa 4 cm. di mercurio, la scarica ha l' aspetto di un nastro luminoso congiungente gli elettrodi, il quale pur conservando una posizione abbastanza stabile, è attraversato da fluttuazioni che lo fanno rassomigliare ad una corda tesa, che riceva degli impulsi da uno degli estremi. L' ampiezza delle ondulazioni e la loro lunghezza e regolarità varia col periodo dell' interruttore; è possibile scegliere l' interruttore in modo da realizzare in certa qual maniera delle onde stazionarie con dei nodi e ventri nettamente visibili. Nei ventri il nastro non si apre a fuso, ma resta permanentemente deflesso dalla stessa parte come se subisse una attrazione da parte del tubo; due ventri successivi sono curvati in versi opposti. Malgrado io non abbia potuto accertarmene, è assai probabile che la forma vera del nastro luminoso sia quella di un' elica. Al bujo i fili e tutte le parti metalliche scoperte che collegano i poli del rocchetto col tubo appaiono circondati da una guaina di peli luminosi.

I tubi nei quali il vuoto sia spinto ad un grado assai elevato, (tubi di Crookes e Röntgen) emettono una luce verdognola fissa. Le radiografie che si ottengono in tali condizioni sono mirabili per la nettezza e ricchezza dei dettagli; con pochi minuti di posa ho ottenuto tre prove bellissime, una del torace, l' altra del femore di una ragazza che era stata colpita da più colpi di rivoltella, e la terza di una gamba fratturata alla tibia.

3. *Carica dei condensatori.* — Data la gran copia di scintille che si sprigionano dai poli di un rocchetto d'induzione eccitato da un interruttore di Wehnelt era prevedibile che si potesse col mezzo di quest'ultimo effettuare rapidamente la carica di un condensatore. Esperienze che ho istituite con batterie di 9 e di 18 grandi condensatori riuniti in superficie, dei quali collegava una delle armature con uno dei poli del rocchetto, e l'altra armatura coll'altro polo attraverso ad una distanza esplosiva, mi hanno dimostrato che si possono avere a piccoli intervalli di tempo nell'arco di scarica della batteria delle grosse e brillantissime scintille. Queste in causa della loro istantaneità, della loro grande intensità luminosa e della loro frequenza possono servire utilmente per proiezioni di fenomeni di breve durata. Ho anche tentato di produrre delle scintille molto lunghe e grosse alla superficie di una lastra di vetro coperta di limatura di zinco ¹⁾, ma coi mezzi che avea disponibili non sono riuscito nell'intento.

4. *Correnti di Tesla.* — Le prime prove per produrre le correnti di Tesla coll'aiuto di un interruttore elettrolitico le feci adottando una delle solite disposizioni, collegando cioè direttamente i poli del rocchetto colle armature del condensatore. Queste prove però sortirono esito negativo perchè il condensatore non si mostrò atto, in tali condizioni, a caricarsi per interruzioni tanto rapide come quelle date dall'interruttore di Wehnelt.

Per riuscire dovetti introdurre nel circuito di carica del condensatore una distanza esplosiva. Potei allora ripetere tutte le esperienze che si sogliono fare colle correnti ad alta frequenza e ad alta tensione. La intensità dei fenomeni osservati apparì più grande di quella che si ha adoperando un interruttore di Foucault; ma fu inferiore alla aspettativa.

5. *Oscillazioni Hertztiane.* — Veramente efficace si palesò il nuovo interruttore nella produzione delle oscillazioni di Hertz. Le esperienze del Lecher (nodi e ventri lungo due fili paral-

1) Vedi Righi, Nuovo Cimento serie 3, vol. 30, pag. 194, 1891.

leli), e quelle del Righi (riflessione, rifrazione, trasparenza, polarizzazione ecc. con onde di corto periodo) mi riuscirono tutte assai bene, e con facilità.

Le scintilline dei risonatori del Righi per la rapidità con cui si succedono, appariscono di una intensità luminosa insolita.

Una bella esperienza da lezione, che ebbi occasione di eseguire nel corso di questi esperimenti, e che riuscì molto bene facendo uso del nuovo interruttore è la seguente, che serve a mostrare l'effetto delle oscillazioni elettriche sui coherer a liquido isolante ¹⁾: Si introducano in una ~~botte~~ ~~so-~~vetta di vetro poche gocce di mercurio, e vi si aggiunga dell'olio di trementina fino a riempimento; quindi si chiuda a fuoco la provetta, e la si scuota finchè il mercurio si sia diviso in minute goccioline in seno al dielettrico.

Si fissi poi la provetta per mezzo di due sottili elastici all'asta di ebanite che è disposta lungo l'asse dello specchio parabolico ricevitore degli apparecchi del Righi, e si metta lo specchio coll'asse orizzontale ad una distanza di 10 o 12 metri dall'oscillatore orientato pure coll'asse dello specchio orizzontale. Basta produrre una sola scintilla tra le sfere di quest'ultimo per vedere subito le goccioline di mercurio riunirsi in un'unica massa, oppure in due o tre grosse gocce.

SUL FENOMENO DI SANFORD NELL' ARGENTANA.

Memoria del Dott. ERNESTO DRAGO ²⁾.

Della variazione di resistenza elettrica di un filo metallico nei vari dielettrici si occupò, come è noto, per primo il Sanford ³⁾ sperimentando su di un filo di rame.

Dalle susseguenti ricerche dei Proff. Grimaldi e Platania ⁴⁾ si deduce che la diminuzione relativa di resistenza di un filo di

1) Vedi Vicentini, Nuovo Cimento, serie 4, vol. 5, pag. 46, 1897.

2) Atti Acc. Gioenia di Catania, Vol. 12, ser. 4.

3) Fernando Sanford. Some observations upon the conductivity of a copper wire in various dielectrics.

Leland Stanford University. Studies in electricity, n. 1. Palo Alto, 1892.

4) Sulla resistenza elettrica dei metalli nei diversi dielettrici. Atti dell'Acc. Gioenia di Catania, Vol. 8, serie 4.

rame immerso nel petrolio è 0,00015 cioè circa dodici volte più piccola di quella trovata dal Sanford. Questi in una seconda memoria ¹⁾ dice che il suddetto valore concorda con quello ricavato dalle sue ricerche, se si tien conto della superficie del filo metallico bagnata nei due casi dal dielettrico.

Sul proposito istituisce delle esperienze su fili di rame di diversa superficie e risponde alle obbiezioni del Carhart ²⁾ riguardanti la determinazione della temperatura del filo.

Dal Sala ³⁾ e dal Pettinelli ⁴⁾ sono state poi istituite altre ricerche su fili d'argentana, ma queste hanno il difetto di sottrarsi alle condizioni fisiche richieste da Sanford per l'esatta valutazione del fenomeno.

Io ho sperimentato anche sull'argentana e l'apparecchio di cui mi son servito era costituito da un ponte di Wheatstone di cui due bracci erano formati da due fili d'argentana, saldati da una parte ai fondi di due tubi dello stesso metallo ed isolati all'altra dai tubi stessi. Insieme agli altri due bracci, formati da due lunghezze eguali dello stesso filo d'argentana, avvolte su unico tubo di vetro e separate da carta paraffinata, i due tubi erano impiantati vicinissimi in un cubo di legno la cui base era di piombo. Tutto il sistema, protetto da opportuni tubi di vetro, era immerso in una cassa di zinco piena d'acqua e munita d'agitatore. In una diagonale del ponte si trovavano una pila normale Raoult, un reostata Hipp ed un interruttore a mercurio; nell'altra un galvanometro di Siemens ed Halske ed un secondo interruttore.

Le temperature dei due fili racchiusi nei tubi erano date da due termometri Baudin in ventesimi.

La sensibilità dell'apparecchio era tale che una divisione della scala del cannocchiale corrispondeva in media ad una variazione di resistenza del filo di argentana di 120 microhm.

Una circostanza che rendeva difficili le misure era l'esistenza di una deviazione parassita nel circuito del galvano-

1) Variations in electric conductivity of metallic wires in different dielectrics. Physical Review. Vol. 3, n. 15, Novembre-Dicembre 1895.

2) Henry Carhart. The Physical Review, Vol. 1, pag. 321, Vol. 2, p. 61, 67.

3) Nuovo Cimento 1894.

4) Rivista scientifico-industriale, 1897.

LIBRI NUOVI

LEÇONS DE CHIMIE PHYSIQUE,
di J. H. VAN 'T HOFF.

Traduzione dal tedesco di CORVISY.

La *Libreria A. Hermann* di Parigi ha ora in commercio la seconda parte (prezzo Fr. 6) di quest'opera (cfr. *Nuovo Cimento* 1898, vol. 2^o, pag. 318). L'illustre autore vi studia quel gruppo di dottrine, costituenti ciò che il Meyer chiamò la *statica chimica*; scienza, che tratta della specie chimica isolatamente considerata, della costituzione, struttura e configurazione della molecola, e che, fino a poco tempo fa, costituiva da per sè sola la parte speculativa della chimica stessa.

Il libro parte dalla determinazione dei pesi molecolari, svolgendo i metodi diretti e indiretti, studiando i risultati ottenuti, fermandosi in special modo sulle anomalie presentate dagli elettroliti. Segue un capitolo sulla composizione e struttura molecolare, che contiene un cenno sulla stereochimica e sul fenomeno della tautomeria, cioè della varia costituzione che può attribuirsi ad un corpo (liquido o in soluzione), a causa del suo modo di comportarsi con differenti reagenti. Finalmente si studia la polimorfia dei corpi, e le leggi che regolano il passaggio di un corpo dall'una all'altra forma cristallina; si sviluppano le teorie cristallogeniche di Bravais e di Sohncke, e le relazioni fra la figura cristallina e quella della molecola.

Questo breve indice dimostra subito, che il libro non ha un carattere didattico (si tratta infatti di lezioni date a Berlino nel 1897-98 su capitoli scelti della fisico-chimica), e che suppone nel lettore l'ordinaria cultura acquistata nei corsi di chimica generale.

Così, trattandosi ad es. della determinazione del peso molecolare mediante l'abbassamento del punto di congelazione, non è data la descrizione degli apparecchi, delle regole da

seguire nello sperimentare, l' ma stabilita teoricamente la creto, quello del saccarosio, done compendiosamente la tura del capitolo sull' atomo meri otticamente inversi, la più sull' importante e vasto

È appunto questo carat l' o a quale permette i staz i. lmente studiate e e' ce chiariti e completa della generalità e della vali

IL MONTAT dell' In.

(5. edizione, Milano,

Quando un libro è giun diamo tradotto ora in Fran di opere simili, dal Montpel riesce perfettamente superf gerlo con scrupolosa cura, *noplastica ed elettrometal* tevano, ci sembra, essere trovato niente altro da n dire che un gran bene. S' con un opera d' indole prat scopo, quello cioè di essere cista e di servirgli come g

Non solo; ma crediamo anche ai giovani elettricisti che per dovere o`per occas

L' opera tratta delle ge dinamo a corrente continua trasformatori, degli accumu tricità all' illuminazione (ad

aperto o chiuso) e perciò della conduttura area sotterranea ed interna, insieme al calcolo ed alle prove dei conduttori ed agli apparecchi ausiliarii al buon andamento di un impianto; dei sistemi di distribuzione della energia elettrica; dei motori elettrici, pei quali, naturalmente, si riassumono le norme già date per l'installazione e manutenzione delle dinamo. L'opera si chiude con un buon capitolo di cognizioni e regole pratiche, colle norme approvate dal congresso di Francoforte (1898) per la sicurezza degli impianti elettrici, e col testo della legge n. 232 (7 Giugno 1898).

Numerose tabelle, e problemi elementari e bene scelti sono sparsi nel libro, che venduto a lire tre (la metà per gli abbonati della *Elettricità*) costituisce un esempio straordinario di buon mercato, quando si pensi che comprende 400 pagine in 8°.

R. PITONI.

PHÉNOMÈNE DE ZEEMAN,

par A. COTTON.

(Paris, Georges Carré e C. Naud, Editeurs, 1899).

È un volumetto di 100 pagine, che fa parte della elegante collezione *Scientia* pubblicata dagli editori Giorgio Carré e C. Naud di Parigi. L'A. vi ha raccolto e ordinato i risultati delle ricerche *sperimentali*, che in gran numero hanno tenuto dietro alla scoperta fatta dallo Zeeman del fenomeno magneto ottico che da lui prende il nome. L'esposizione è ordinata nel modo seguente:

L'A. dapprima richiama sommariamente i mezzi più potenti e perfetti di cui dispone l'analisi spettrale moderna, che soli posson servire allo studio diretto del fenomeno Zeeman, e quindi le differenti cause che possono far variare le righe dello spettro. Premesse queste notizie di ordine generale, entrando propriamente nell'argomento, fa la storia della scoperta, e tratta diffusamente delle varie alterazioni magnetiche delle righe di emissione.

Passa quindi allo studio dell'assorbimento, connesso all'emissione per mezzo della *regola di Kirchhoff*, di cui viene

La prima parte è dedicata all'analisi qualitativa e quantitativa dei minerali: la seconda, che tratta dell'analisi quantitativa delle materie organiche, è un'esposizione dei sistemi più recenti e più in uso.

Questa sintesi ristretta, chiara e precisa, dei migliori metodi analitici usati fino ad oggi, abbrevia il lavoro dei giovani costretti a perdere un tempo prezioso nello scartabellare i grossi trattati, ed inoltre, essendo una raccolta né troppo elementare né troppo dotta, permetterà a quelli fra essi che conoscono già le manipolazioni elementari, e che si dedicano o al commercio o all'industria, di risparmiare tempo fatica.

GIUSEPPE MAGRI.

RECHERCHES EXPERIMENTALES SUR LES OSCILLATIONS ELECTRIQUES,

per A. TURPAIN.

(Paris, Librairie Scientifique A. Hermann, 1899).

L'A. si è proposto di fare in quest'opera uno studio sperimentale più sistematico e più completo che fosse possibile del campo hertziano e si è limitato a non impiegare nelle sue ricerche che risuonatori filiformi, dello stesso tipo cioè dell'apparecchio immaginato da Hertz. Per ottenere poi un metodo di osservazione più delicato, ha unito un telefono ai risuonatori, dopo essersi assicurato che non ne avrebbe complicato il funzionamento. In principio le ricerche sono volte al campo hertziano a due fili paralleli: uno studio analogo sul campo a un filo permette non solo di enunciare una serie di risultati interessanti, ma anche di dedurre, basandosi su semplici ragioni di simmetria, le proprietà del campo a due fili da quelle del campo ad un solo filo. Ed è appunto dal paragone dei risultati relativi a queste due specie di campo, che l'A. è stato condotto ad immaginare e realizzare un campo a due fili, differente da quello di Hertz, a cui dà il nome di campo interferente.

In un'altra parte del lavoro viene studiato comparativamente il campo hertziano nell'aria e in altri mezzi come l'acqua e l'olio: e in un capitolo speciale sono riunite le leggi

dedotte dalle esperienze descritte
esperienze già conosciute.

L'opera termina con un capitolo
oscillazioni elettriche alla telegrafia.

Il libro è molto utile a chi

di

espo

naia

LA TELEGRAFIA

per ANDRÉ

(Paris, Gauthier-Villars)

Questo libro è dedicato a specialisti, amano tuttavia di sé e di tenersi al corrente delle novità del soggetto trattato dall'A. non potrebbe oggi in cui ognuno ha letto i senza fili; nè potrebbe esser più modo accessibile a tutti, su questo

Perchè poi la semplicità alterata, l'A. non si è per niente cronologico: tanto che alcune scritte prima di quelle di Hertz passaggio insensibile della telegrafia. E per procedere razionalmente saggio, sono premessi alcuni capitoli di tappa in tappa si giunge

Termina l'interessante e importante sezione della teoria della propagazione del conduttore.

teriormente, la teoria della polarizzazione fittizia dei dielettrici conduce, in un caso che esamina, alle stesse conseguenze delle altre teorie, ma si domanda se tale accordo persisterebbe in tutti i casi immaginabili. L'A. si propone appunto di mostrare in questa sua nota, che tale accordo sussiste sempre.

E. PASQUINI.

The Physical Review. Volume IX, Settembre 1899.

ATWATER O. W. e ROSA E. B. *Un nuovo calorimetro per le misure ed esperienze sulla conservazione dell' energia nel corpo umano* (pp. 129-163). — Scopo di questa Memoria è di descrivere un nuovo e grandissimo calorimetro per la misura del calore svolto nella respirazione, ed alcune esperienze fatte sulla conservazione dell' energia nel corpo umano. Apparecchi ed esperienze sono scelti in guisa da studiare le trasformazioni della materia e dell' energia negli organismi viventi. Questo studio è interessante sia per sapere, per quanto è possibile, se la legge della conservazione dell' energia vale pel caso degli organismi viventi, sia, per conoscere, in qualche modo, il valore e l' uso del cibo.

In questa prima parte gli A. descrivono il loro grande calorimetro.

KESTER F. E. *Un metodo per lo studio dei solfuri fosforescenti* (pp. 164-175). — Consiste nel far ruotare intorno al suo asse un cilindro della sostanza da esaminare, ed illuminarlo da un lato attraverso un' apertura vicinissima. La luce viene esaminata mediante uno spettrometro, la fenditura del quale è diametralmente opposta all' apertura illuminante. Il solfuro da studiare viene applicato sulla superficie d' un cilindro di bronzo mediante una vernice opportunamente scelta.

La sorgente luminosa adoprata è il sole o una lampada ad arco. Per misurare l' energia nella regione dello spettro che eccita la fosforescenza l'A. adopra il radiometro di Crook ed indica le difficoltà incontrate nella sua costruzione.

Il campione pei confronti fotometrici è una superficie d' ossido di magnesio illuminata da una fiamma d' acetilene alimentata da un getto di gas a pressione costante. La luce diffusa da questa superficie ricuopre la metà inferiore della fenditura del collimatore passando attraverso due nicol. Girando opportunamente uno di questi si rende uguale l' intensità della luce campione a quella di fosforescenza, la cui intensità verrà misurata da $\sin^2 \theta$, se θ è l' angolo che fanno fra loro le sezioni principali dei due nicol.



1.

2.

3.

L'A. conferma tale relazione determinando la perdita del calore nella elettrolisi di Li_2SO_4 , Na_2SO_4 e $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ a seconda della intensità della corrente e della temperatura.

I risultati dell'A. sono riepilogati nello specchietto seguente.

| | | Intensità della corrente in ampère | POLARIZZAZIONE | |
|------------------------------|-----|--|----------------------------|------------------------------|
| | | | dalla perdita di calore | secondo la formula logar. |
| Na_2SO_4 | 0° | 0,011847 | 2,55 volt | 2,51 |
| | 40° | 0,012543 | 2,42 | 2,42 |
| Li_2SO_4 | 0° | 0,012454 | 2,65 | 2,61 |
| | 40° | 0,012896 | 2,45 | 2,47 |
| $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ | 0° | 0,013963 | 2,39 | 2,35 |
| | 40° | 0,013814 | 2,23 | 2,24 |

GOLDSCHMIDT HEINRICH e SALCHER M. RICHARD. *Studi sulla aminolisi* (pp. 89-118). — Gli A. chiamano « aminolisi » la dissociazione di sali delle amine determinata da un solvente che non sia l'acqua, per analogia al fenomeno della idrolisi. Gli A. sperimentano con soluzioni in anilina di un sale di anilina stessa e di una base libera; aggiungendo un diazoamidocomposto calcolano la velocità di trasformazione nell'amidoazocomposto.

I sali di anilina impiegati sono quelli dell'acido cloridrico, bromidrico, nitrico e O.nitrobenzolicco; le basi la chinolina, piridina, chinoldina, α picolina, s collidina, dimetilbenzilamina, dietilbenzilamina, trietilamina. La costante aminolitica per ogni singola base è assai differente e varia nello stesso senso che la costante K di affinità della base stessa.

MAEY E. *Le combinazioni del Li, Na, e K col Hg determinate del loro volume specifico* (pp. 119-133). — Sulla natura di tali combinazioni già lavorarono il Berthelot (*Ann. de chim. e de phys.* (5), 18, 433, 1879) determinandone il calore di formazione; poi istituirono esperienze dirette il Krant e Posp, e Kerp (*Zeits. Anorg. Chem.* 17, 284, *Cen. Blatt.* 98, II, 533).

L'A. prepara con tutte le precauzioni volute dalla ossidabilità dei composti, alcune amalgame di differente concentrazione e ne determina il peso specifico. Ora nella ipotesi che il volume

specifico della soluzione sia una funzione lineare della sua composizione l'A. calcola il punto in cui la curva dei volumi cambia la sua direzione.

Dall'esame della lega che si presenta cristallina, nelle screpolature che si formano nella massa, l'autore determina il composto cristallino che si forma per la reazione del metallo alcalino con il mercurio.

L'A. crede poter stabilire i seguenti composti cristallini. NaHg_2 , NaHg_3 , NaHg ; KHg_{11} , KHg_5 , KHg_3 , KHg_2 , KHg ; LiHg_2 , LiHg , Li_2Hg .

F. C. *Relazione fra lavoro osmotico e pressione osmotica* (pp. 139-146). — L'A. sul modo di argomentare e di calcolare la relazione fra lavoro osmotico e pressione osmotica ideata dal Noyes (Cfr. *Zeitsch. physik. chem.* 28, 220, *N. Cim.* (4), 9, 146) solleva l'obiezione, che il sistema non è realizzabile, anche per il fatto che non si può impiegare nel calcolo la pressione negativa, che il Noyes ammetteva straordinariamente piccola.

Quanto poi alla obiezione che il Noyes fa all'A. che la pressione che sostiene il lavoro osmotico rimane costante durante la dilatazione mentre in realtà diminuisce, non è capitale, poichè l'abbassamento di pressione si può rendere piccolo come si voglia.

BODENSTEIN MAX. *Le reazioni dei gas nella cinetica chimica. Velocità di reazione e falso equilibrio* (pp. 147-158). — È la prima parte del lavoro che l'A. verrà pubblicando. In questa si limita alla storia, e alla bibliografia, su quanto fu fatto sull'argomento, e indica inoltre l'indirizzo che seguirà nelle sue esperienze.

Van LAAR J. J. *Ultima parola in risposta alla nota del sig. Noyes* (pp. 159-161). — (Cfr. *Zeitsch. physik. chem.* 28, 431 e *N. Cim.* IV, vol. X, 237). L'A. spiega la ragione della diversità dei numeri suoi da quelli del Noyes riguardo al calore di soluzione; in quanto che il Noyes nei suoi calcoli si riferisce alla formula del van't Hoff (la quale fu provata sperimentalmente solo per gli elettroliti completamente dissociati) invece di riferirsi alla formula teorica, vale a dire al calore di soluzione in prossimità alla soluzione satura. Cosicché invece della tangente egli prese il seno e ciò non conduce a risultati esatti.

TANATAR S. *Sui perborati* (p. 162). — I perborati anche in un ambiente affatto privo di Co, si decompongono spontaneamente col tempo. Nel corso di un anno il sale ammonico è per la maggior parte decomposto, il sale sodico perde il 30 % dell'ossigeno combinato. Per azione del cloro e ipocloriti alcalini sugli ortoborati non si ottengono perborati. Questi per azione dell'elettrolisi in presenza di ipocloriti e ossido di cobalto si decompongono dando O_2 .

R. SALVADORI.

da una batteria di accumulatori. Misura questa corrente; la tensione agli elettrodi, e trova che le differenze tra il calore calcolato e il calore misurato sono piccole, e semplicemente dell'ordine di grandezza degli errori sperimentali.

ELSTER J. und GEITEL H. *Su un apparecchio per misurare la dispersione dell'elettricità nell'aria* (pp. 11-14). — L'apparecchio è l'elettroscopio dell'Exner con alcune modificazioni fatte per adattarlo allo scopo e aumentarne la sensibilità. L'apparecchio giunge ad indicare l'aumento della dispersione dovuta alla presenza di sostanze attive poste in una stanza vicina. Con esso gli A. verificano che la dispersione dipende dalle condizioni atmosferiche, in pianura è eguale tanto per l'elettricità positiva quanto per la negativa; aumenta per tutte e due nelle valli; sulle cime dei monti prevale la dispersione dell'elettricità negativa, vicino alle cadute d'acqua prevale quella dell'elettricità positiva.

I fatti si spiegano bene ammettendo che l'aria contenga particelle cariche alcune di elettricità positiva altre di negativa.

Van der LEE N. J. *Influenza della pressione sulla temperatura critica di mescolanza* (pp. 14-15).

HEIDWEILLER A. *Osservazioni sulla deviazione elettrostatica dei raggi catodici* (pp. 15-16). — Si dispone il tubo del Röntgen in modo da ottenere su una sua parete un'ombra netta dell'anticatodo. Se le scariche sono così deboli da destare una debole fluorescenza, appena visibile al buio, avvicinando al tubo un bastone di ebanite strofinato, l'ombra si dilata per un istante, e si restringe invece avvicinando un bastoncino di vetro.

La variazione è più duratura ponendo l'anticatodo in comunicazione col suolo.

GIKSEL F. *Sul radio e sul polonio* (pp. 16 17).

ABBEG R. und BOSE E. *Come vari la velocità di diffusione di elettroliti, quando ad essi se ne aggiunga un altro avente un ione comune* (pp. 17-18). — Dalle teorie del Nernst delle pile a concentrazione e della diffusione, si deduce che aggiungendo a due soluzioni diversamente concentrate di un elettrolita, un altro elettrolita avente col primo un ione comune, e la stessa concentrazione in ogni punto, i due ioni del primo elettrolita si devono muovere per diffusione colle loro velocità naturali.

Effettivamente si abbiano due tubi molto lunghi, contenenti una soluzione diluita di HCl, posta sotto acqua arrossata mediante fenolftaleina e tracce alcaline, l'altro la stessa soluzione di HCl, satura di KCl, sotto una soluzione di KCl arrossata nello stesso modo. Si vede che la decolorazione e quindi il ione H', procede più speditamente nel secondo che nel primo. Inversamente se si

AUGUSTO ROVIDA

Il 13 Novembre dell'anno corrente spirava nella sua villa di Cascine Bovati il Prof. Augusto Rovida, membro della Società di Fisica e collaboratore del *Nuovo Cimento*.

Egli era nato a Milano nel 1868, e aveva compiuto brillantemente i suoi studi al Politecnico di Milano, dove prese l'abilitazione all'insegnamento di fisica, e all'Università di Pavia, dove si laureò.

Poco di poi egli fu chiamato al posto di Assistente nell'Istituto di fisica dell'Università di Pisa, dove tutti rimpiangono vivamente la sua perdita immatura; e dopo due anni per concorso veniva eletto professore al R. Liceo di Benevento, donde passò a quello di Urbino. Quivi venne pure incaricato dell'insegnamento all'Università e della direzione dell'Osservatorio meteorologico; ne partiva il Luglio scorso, portando seco il terribile morbo che doveva condurlo alla tomba.

Aveva scritto 7 memorie su temi di meccanica e di elettricità; ma era questo il momento in cui si era dato con maggior lena e con fede giovanile ai suoi studi prediletti: e stava già attivamente attendendo a ricerche sulle « oscillazioni elettriche », quando la morte lo colpì.

Noi mandiamo alla sua cara memoria il saluto più affettuoso.

NEW YORK
JUL 12 1941
RECEIVED

LXVIII

Ministero ha
formità ai
tazzi, ed il
una Commi

Al desi
programma
gendo, seco
corso di Me
vi è dubbio
grammi di
i quali inse
accordino in
seduta. Essi

Una m
nomina a C
sostituito pr
dolfi, mentre
Il Consiglio
l'art. 4° del
desima resid
vendo ritocc
modificarne
alcuni dubb

Consegi
finchè tutti
proposito ne

Consegi
aggiungere

Il Presid
Professori S
venturo sia
mento. Egli
in quest'Inc
Atti delle v
le schede de
schedari del

A color
pilazione de

coi Soci Direttori presenti, Professori Battelli e Volterra, i quali vorranno riferirne nella nostra ultima seduta.

Per la questione dello studio delle *Seiches*, raccomandata, dietro proposta del Socio Volterra, con voto nell'adunanza di Torino, il Presidente ha pregato S. E. il Ministro della Pubblica Istruzione a voler sussidiare queste ricerche. Ed il Ministro fu sollecito a rispondere che metteva a nostra disposizione lire 1500 ripartite in due esercizi. La prima rata di lire 750 fu già riscossa. A nome della Società il Presidente ha ringraziato.

Il Prof. Tacchini, Direttore del R. Ufficio centrale di Meteorologia e Geodinamica, si mostrò pure favorevolissimo a queste ricerche, e vi si adoprò con alacrità così da ottenere dal Ministero di Agricoltura, Industria e Commercio un assegno speciale, e da interessare il Genio Civile per la collocazione degli apparecchi registratori a Salò sul lago di Garda. Gli strumenti sono stati prestati dal R. Istituto geografico militare mercè la solerzia del Presidente, il quale ne affidò la riduzione opportuna al Prof. Chistoni.

Nominando il Prof. Tacchini, il Presidente si dice rattristato dal pensiero che colui che fece tanto per la Meteorologia e la Geodinamica, e così oculatamente diresse la carta magnetica d'Italia, abbia rinunciato alla direzione dell'Ufficio centrale, che egli con rara energia seppe così bene fondare e disciplinare. Tutta l'Assemblea s'associa alla proposta di ringraziarlo ed esprimergli il dispiacere che egli abbia abbandonata a sè l'opera sua. Fa voti perchè il successore spieghi un eguale interesse, anche per lo studio delle *Seiches*.

Il Presidente fa cenno dell'omaggio reso, per deliberazione del Consiglio, al Prof. Felici, nostro Presidente Onorario, nell'ottantesimo anniversario della sua nascita. La traduzione delle memorie di Lui sull'induzione elettro-dinamica, il Socio Dessau ha già compiuta, e si deve rinnovare un ringraziamento al Prof. Wiedemann qui presente che si assunse di scrivere un cenno biografico del festeggiato e farne accogliere il lavoro nella Raccolta dei Classici nelle scienze esatte, iniziata dal Prof. *Ostwald*, e continuata dal Prof. *von Oettingen*.

Al suo Presidente Onorario la Società Italiana di Fisica invia plaudendo, ancora un saluto, prima di cominciare i suoi lavori.

Le comunicazioni scientifiche si iniziano colla lettura, che dà il Prof. Somigliana, di una lettera inedita del Volta, diretta probabilmente ad uno scienziato ginevrino, dalla quale risulta che il sommo Comasco sul principio del secolo già si era occupato del fenomeno delle *Seiches* ed aveva impresso interessanti osservazioni sulla Meteorologia del lago di Como ¹⁾.

Segue il Prof. Chistoni il quale spiega il modo in cui ridusse un mareografo a limnimetro e presenta i diagrammi ottenuti tanto su d'un pozzo fontanile a Modena, quanto nel recente impianto di Salò. Parla il sig. Ed. Sarasin per rammentare il suo limnimetro portatile, non senza prima portare al Congresso il gradito saluto della Società di Fisica e Storia Naturale di Ginevra e recarci in dono un esemplare di lusso dell'importante lavoro da lui eseguito insieme col sig. L. De la Rive sull'interferenza delle ondulazioni elettriche.

Il Presidente ringrazia.

L'adozione del limnimetro Sarasin è raccomandata dal Socio Blaserna, il quale lo dichiara notevolmente superiore a tutti gli altri dello stesso genere.

Il Prof. Chistoni dice ancora degli interessanti effetti di fulminazione da lui notati al R. Osservatorio G. Montanari posto sul Cimone, mostrando delle punte di nichel parzialmente fuse, ed il Prof. Wiedemann di Erlangen invita gli studiosi a determinare sul Cimone la energia del fulmine coi metodi adoperati dal Pockels in condizioni molto meno favorevoli. Colà si potrebbe anche verificare se la polarità magnetica dei basalti sia veramente dovuta a fulminazioni. —

Il Prof. Chistoni è lieto che si propongano studi da fare sul Cimone, dà lode al Tacchini per la torre che vi ha fatto costruire, e invita gli scienziati a giovarsene per vari problemi.

Il Prof. Lemström di Helsingfors legge una nota sui fenomeni elettrici luminosi da lui ottenuti ad alte latitudini in collina e sulle analogie che sembrano mostrare colle aurore

1) Questa lettera sarà pubblicata nel prossimo fascicolo.

polari. Espone ancora i metodi coi quali egli ha cercato di misurare la corrente elettrica dell'aria, che gli è risultata discendente, e raccomanda l'estensione di questi studi. Osserva però il Prof. Wiedemann che con differenza di potenziale così piccola non sarebbe possibile ottenere dall'aria una corrente, a meno che questa non fosse attraversata da scariche oscillanti di grande frequenza; e fa altre riserve.

Il Prof. Volterra di Torino legge una sua Memoria sul flusso di energia.

Dopo avere accennato alla Memoria del Poynting sul moto dell'energia nel campo elettro-magnetico ed a quella del Wien sul moto dell'energia non solo nel caso precedente, ma in quello della elasticità, della idrodinamica e del calore, esamina il caso in cui si tratta delle forze newtoniane e dei sistemi discontinui, e determina le leggi atte a rappresentare come fluisca l'energia meccanica corrispondente in tutto lo spazio, caso iralasciato finora, perchè ritenuto non suscettibile di trattazione, ma che d'altra parte è fondamentale, decisivo per la scienza dell'energia. Il Volterra, con grande semplicità di calcolo, tratta questo caso risolvendolo, indicandone le difficoltà che s'incontrano e dà infine le leggi espresse in vettoriali. Applica poi queste leggi ad alcuni casi particolari, ottenendo risultati che si presentano di una singolare curiosità. Il Volterra finisce segnando quale è la via da percorrere relativamente allo studio del flusso di energia che certamente stabilirà una unità e un nesso nella infinita molteplicità dei fenomeni.

Seconda seduta.

(21 Settembre, pomeriggio).

Il Presidente annuncia che il Prof. Blaserna, dopo avere presentato alle LL. MM. ed a S. A. R. il Principe di Napoli tre copie della conferenza che di questi giorni il Prof. *Fleming* ha tenuto alla *British Association* in commemorazione di Volta, una quarta copia l'ha destinata alla biblioteca della nostra Società.

riguardarsi come costante. Questo risultato è di capitale importanza per la calorimetria, poichè se si accetta di prendere come unità di calore quella già proposta dal compianto Professor Bartoli, cioè la caloria a $+ 15^{\circ}$ C. del termometro ad idrogeno, si può adoperar l'acqua nelle misure calorimetriche senza far correzioni per la variazione del suo calorico specifico, purchè la temperatura iniziale non sia inferiore a 12° e la finale non superi i 24° .

Passa poi in rassegna le varie unità che sono state usate o proposte quali la caloria a 0° , la caloria media fra 0° e 100° , il calore necessario a fondere 1 g. di ghiaccio ecc.; accenna ai vantaggi che presenterebbero, teoricamente, le unità indipendenti dalla scala delle temperature, ma conclude che, per i bisogni della calorimetria pratica, riesce più comoda e più adatta la caloria a 15° , e si augura che la Società Italiana di Fisica vorrà emettere il voto che venga universalmente adottata.

nazioni dell'equivalente
la vogliono definire indi
torno alla natura del
modificare, col progresso
glio fra essa e l'unità a
ne adduce le ragioni.

Il Socio Pitoni dom
cinotti, il Presidente e il
i primi insistito nella lo
coll'approvazione unanin
certata fra il Ròti, lo è

« La Società Italiana
« unità pratica, sia adot
« ria a riscaldare di 1°
« geno un grammo di
« tro, venendo così ad
« cifico vero dell'acqua

Il Prof. Battelli, Se
per dare una breve rela
guendo nell'Istituto fis
Questi lavori riguardano
della scarica elettrica e
corpi liquidi e gasosi.

Il Prof. Battelli, ins
studio sulle leggi che i
nelle scariche elettriche
nare nel complicato pro
rica oscillatoria. Per la
ha ideato una sirena c
dare all'immagine una
che darebbe uno specch
cina del Socio Santarelli
vapore soprariscaldato. I
esattezza il numero dei
possono fotografare sca
10⁻⁷ secondi.

Sul comportamento c
continuano i loro lavori

speciale costruzione. I risultati del Puccianti portano a ritenere che l'assorbimento dipenda dai gruppi atomici che entrano a costituire la molecola.

Le ricerche sull'*assorbimento dello spettro luminoso per parte dei gas più comuni* furono eseguite dal Dott. Baccei. Determinando anche l'assorbimento dovuto alle loro mescolanze, trovò che l'assorbimento è la somma degli assorbimenti dovuti a

Il Prof. Righi, Vice Presidente, fa una comunicazione in base ai suoi studi relativi all'assorbimento di un gas posto nel campo magnetico. In base alle precedenti sue pubblicazioni, e fatte con un reticolo Rowland dimostra direttamente il fatto che l'ipozotide, confermando così il fatto dei nicchi incrociati. In seguito alle esperienze col vapore di sodio e coll'iodio, dà una teoria dei fenomeni ossequi in accordo coi fatti.

Finalmente il Prof. Alessandrini fa una comunicazione sui risultati ottenuti mediante esperienze eseguite sul portamento dei corpi portati ad elevata temperatura ai raggi di Röntgen. Chiarisce cose già annunciate nell'Assemblea di Torino.

Terza sessione

(22 Settembre,

La seduta è aperta dal Presidente, dopo il ritorno dalla visita

Sta all'ordine del giorno la discussione della grandine. Ha la parola il Prof. Righi, il quale ritiene ancora per più plausibile la teoria che la grandine si forma quando, qualora sia adattata alle conoscenze sperimentali, non è difficile dimostrare la formazione della grandine col bombardamento delle goccioline

« Presidente, incarica i Soci Professori Bongiovanni, Chistoni
« e Oddone di prender parte alla Giuria per l'assegnazione
« dei premi stabiliti dal Ministro di Pubblica Istruzione, dallo
« stesso Comitato e da altri nel concorso bandito col titolo:
« *Memorie e studi scientifici circa le perturbazioni atmosfe-*
« *riche che più facilmente conducono ai temporali grandi-*
« *niferi e sulla formazione della grandine* ».

Quarta sedì

(22 Settembre, pomeriggio)

Il Presidente dà la parola al
delle sue ricerche *sulla resistenza a*
si è proposto di conoscere almeno il
sistenza media delle scintille. Espone
misura, che può chiamarsi metodo cal
impulsive. I risultati sono i seguenti:
scintilla consta di due parti: una co
elettrodi, l'altra variabile e proporzion
scintilla. II) La resistenza delle scin
scere della capacità del condensatore.
la stessa resistenza per distanze com
per una pressione di cm. 0,01 di mer
sione la resistenza aumenta e prese
tanto più notevole, e si manifesta a
quant'è più lunga la distanza esplosi
zione di resistenza, viene presentata c
dalla forma di fiocco a quella di nas
di estendere le ricerche a pressioni a
petere le esperienze con gas differen

Il Prof. Bongiovanni parla intor
zioni didattiche di magnetismo terres
gnetica, mediante l'azione magnetizza
un apparecchio atto a far vedere qua
meridiano magnetico e l'inclinazione
una sbarra di ferro dolce. Trova la f
viazione che questa produce in un p

catene di auto-formazione. Aggiunge in fine una descrizione sommaria della disposizione sperimentale adottata per la constatazione del fenomeno di fluorescenza producentesi nella parte opposta al catodo di un tubo *focus* ripieno di acqua distillata.

Il Prof. Malagoli, ottenuta la parola, fa notare come fra le interessanti esperienze del Tommasina quelle delle catene di autoformazione si possono ritenere come dovute all'azione elettrostatica. Le stesse apparenze si vedono in modo più grandioso usando, in posto dell'acqua, del petrolio, anche se la sorgente elettrica sia una debole macchina a strofinio. Così molte singolarità notate, come la catena unica, l'influenza del metallo, la necessità di un certo tempo affinché il fenomeno avvenga, trovano semplice e completa spiegazione basata nell'induzione. Questi studi del Tommasina offrono modo di spiegare i moti bruschi notati da L. Arons nelle polveri dei *coherer*.

Il Dott. Razeto dice di alcune sue esperienze criptoscopiche e su fenomeni di fosforescenza secondaria. Infine l'Ingegnere G. Santarelli presenta per la misura del calor raggianti un radiomicrometro da lui costruito seguendo il concetto di Vernon Boys, nel quale apparecchio sono riuniti la pila ed il galvanometro, questo non perturbato dalle variazioni accidentali del campo.

Quinta seduta.

(23 Settembre, mattina).

Il socio Prof. Rizzi presenta una trentina di tavolette dipinte ad olio riproducenti le principali colorazioni del cielo e del mare nel Golfo di Napoli. In esse l'artista, che è lo stesso Rizzi, dipinse col solo scopo di studiare l'ottica atmosferica, nè si lasciò incatenare dall'arte. I dipinti essendosi eseguiti in meno di mezz'ora, rendono quasi esattamente i fenomeni. Sono fugaci ed attraenti visioni di crepuscoli vespertini, di tramonti, di meriggi, di giornate calde e fredde, di giorni coperti e sereni, e persino di qualche plenilunio e

del chiarore della luce zodiacale. All'applaudita esposizione fan seguito alcune considerazioni teoriche, dalle quali risulta che le spiegazioni date finora sono insufficienti, specialmente quando si tien conto della caratteristica di questi fenomeni napoletani, che è la mobilità e saltuarietà delle tinte. Esse sembrano dovute a correnti di convezione nell'aria e nell'acqua, ma su esse vi è ancora molta da dire. Ancora qualche parola sulla tecnica u

Il Presidente Prof. Ròiti come
dente Onorario Prof. Felici, che rin
i saluti.

Sul miglioramento del progra
tuti Tecnici, essendosi manifestati
Soci: Semmola, Ascoli, Cardani, il
scussione invitando gli interessati
sentare, non più tardi del Giugno
creta che sarà posta all'ordine del

Il Prof. Volta chiede che si
nistero sugli inconvenienti di cons
scipline come meno importanti di
inopportuno chiedere per ora di più
rimentali, ed il Prof. Ròiti consigl
del quesito pendente pel coordinan
Fisica.

Il Presidente, sentito dai Dir
che in questi giorni non si è pot
tivo per la compilazione del giorn
a tutti i Soci di far conoscere
sori Battelli e Volterra. Raccomar
dei periodici ricevuti in cambio si
prossimo, e confida che essi resti
Italiana di Fisica.

L'esposizione del bilancio, fat
fanini, è approvata. Il bilancio stes
di L. 1220,30, dalle quali però de
cole spese di posta, sostenute dal

Si passa a discutere le modifi
tuto proposte dalla Presidenza:

« Il Consigl
« mula i Regola
« e maggiore svi
« Il Cassiere
« Soci lo stato d
« si facciano le nuove elezioni. Cur
« dei Soci, e paga i mandati ad uscita
« e fa vistare dal Presidente.

« Il Bibliotecario tiene in ordine
« la Società stessa riceve, compila
« catalogo ».

I Soci Rizzi, Sella, Oddone, Majo
Moretto propongono di aggiungere a
articolo :

« L'Assemblea della Società Itali
« nare come Soci onorari scienziati
« sono resi benemeriti della Società s

Il Presidente, facendo plauso al
questa proposta, dice che essa sarà po
per la prossima Assemblea.

Dopo breve discussione, il Regola
viene approvato nei seguenti termini :

« 1) I Membri della Società Italia
« a pagare una quota annua di *Lir*
« cambio il *Nuovo Cimento* e tutte
« Società.

« 2) Tale quota dovrà essere ve
« del 31 dicembre.

« 3) Finito l'anno, i Soci che no
« samento saranno avvertiti dal Cassi
« l'invio del giornale.

« 4) I Soci che pel 31 Maggio s
« cato di mettersi in regola, saranno
« raccomandata.

« 5) Se al 31 Luglio non avranno
« tenderanno dimissionari, e i loro no
« alla prossima Assemblea ».

Statuto, bisogna scegliere la sede dell'Assemblea pel 1900: e dopo generosa gara tra chi propone Bologna e chi propone Pisa, si proclama, a meno d
Pisa.

La seduta si toglie a mezzogiorno. Il Presidente Prof. Ròiti, proposto dal Professore Battelli.

Il Presidente
A. RÒITI.

Hanno fatto adesione alle

Bombicci Prof. Luigi, R. Univ.
Finzi Dott. Giorgio
Moretto Dott. Pietro, Istituto I
Schincaglia Prof. Ignazio, R.
Umani Prof. Antonio, R. Liceo

12

